

**TESIS CARRERA DE DOCTORADO EN CIENCIAS DE
LA INGENIERÍA**

**ESTUDIO NUMÉRICO Y EXPERIMENTAL PARA LA
OPTIMIZACIÓN TERMO-FLUIDO-DINÁMICA DE
TRANSFORMADORES DE DISTRIBUCIÓN TIPO ONAN**

Paola A. Córdoba E.
Doctorando

Dr. Enzo A. Dari
Director

Dr. Fernando Quintana
Co-director

Miembros del Jurado

Dr. José Hector González

Dr. Axel Larreteguy

Dr. Edmundo Lopasso

Dr. Federico Teruel

23 de Septiembre de 2019

Departamento de Mecánica Computacional - Centro Atómico Bariloche

Instituto Balseiro
Universidad Nacional de Cuyo
Comisión Nacional de Energía Atómica
Argentina

A mi Madre y Hermanos

A Leo y Emanuel

A mis amigos

A mis maestros

Índice de símbolos

CFD *Computational Fluid Dynamic* (Fluido Dinámica Computacional)

EDO Ecuación Diferencial Ordinaria

MEF Método de Elementos Finitos

SR Sección Representativa

DE Dispositivo Experimental

SUPG *Streamline Upwind Petrov - Galerkin*

PSPG *Pressure Stabilizing Petrov-Galerkin*

DNS *Direct Numerical Simulation* (Simulación Numérica Directa)

RANS *Reynolds Averaged Navier Stokes*

LES *Large Eddy Simulation*

PIV *Paticle Image Velocimetry* (Velocimetría por imágenes de partículas)

Índice de contenidos

Índice de símbolos	v
Índice de contenidos	vii
Índice de figuras	xi
Índice de tablas	xv
Resumen	xvii
Abstract	xxi
1. Introducción	1
2. Marco Teórico	7
2.1. Resumen	7
2.2. Flujos Boyantes	8
2.3. Ecuaciones Gobernantes en Flujos Boyantes	8
2.3.1. Ecuaciones de continuidad y momento	8
2.3.2. Ecuación de transporte de energía térmica	9
2.3.3. Acoplamiento térmico	9
2.3.4. Condiciones de borde	10
2.4. Turbulencia en flujos boyantes	10
2.4.1. Escalas características	14
2.5. Método de Elementos Finitos	15
2.5.1. Ecuaciones de Navier-Stokes incompresible	15
2.5.2. Ecuación de transporte de energía	16
2.6. Técnicas experimentales de medición de velocidad	18
2.6.1. Técnicas de medición de velocidad	18
2.6.2. Velocimetría por imágenes de partículas (PIV)	18
3. Convección Natural en una Cavidad	23
3.1. Resumen	23

3.2. Descripción del problema	24
3.2.1. Geometría	26
3.2.2. Características del fluido	27
3.3. Modelado Numérico	28
3.3.1. Ecuaciones gobernantes	28
3.3.2. Método de Solución	29
3.3.3. Escalas características y tamaño de grilla	30
3.4. Metodología de análisis experimental	31
3.5. Resultados y discusión	34
3.5.1. Resultados Numéricos	34
3.5.2. Resultados Experimentales	38
3.6. Conclusiones	43
4. Modelado 3D del Transformador (Sección Representativa)	45
4.1. Resumen	45
4.2. Modelo 3D	46
4.2.1. Método de Solución	51
4.2.2. Características de la Grilla	52
4.2.3. Resultados	52
4.2.4. Conclusiones	55
5. Validación experimental del Modelo 3D	57
5.1. Resumen	57
5.2. Construcción del Dispositivo Experimental (DE)	58
5.2.1. Detalles de la geometría	58
5.3. Modelo Matemático	59
5.3.1. Ecuaciones gobernantes y método de solución	59
5.3.2. Características de la grilla	60
5.4. Esquema experimental y método de medición	60
5.5. Resultados Numéricos	63
5.6. Resultados Experimentales	65
5.6.1. Conclusiones	71
6. Conclusiones	73
A. Modelado Bidimensional de una sección representativa	77
A.1. Resumen	77
A.2. Modelo Matemático	78
A.3. Casos de prueba del modelo numérico	85

A.3.1. Convección forzada en el interior de una aleta y convección natural externa, sin cambio de profundidad	85
A.3.2. Cavidad de convección natural interna, con región de enfriamiento por convección natural externa de aire, sin cambio de profundidad	86
B. Sistema de adquisición de datos y procesamiento de imágenes	93
B.1. Resumen	93
B.2. Adquisición de datos	93
B.3. Procesamiento de imágenes PIV	94
Bibliografía	99
Publicaciones asociadas	105
Agradecimientos	107

Índice de figuras

1.1. Partes de un transformador tipo ONAN. (a) Exterior,(b) Bobinas, (c) Cuba.	1
2.1. Esquema general de un sistema de medición de velocidades con la técnica PIV [1].	19
2.2. Campos de intensidades I e I' correspondiente a una ventana de interrogación de una imagen tomada a tiempo t y $t' = t + \Delta t$ respectivamente [1].	21
2.3. Composición de picos en la función de correlación cruzada [1].	21
3.1. Descripción de la geometría de la cavidad y el sistema de coordenadas.	27
3.2. Curva característica de la viscosidad en función de la temperatura para el aceite mineral YPF64 en escala logarítmica.	28
3.3. Perfiles verticales en el plano medio de la cavidad obtenido de las soluciones numéricas en estado estacionario usando tres mallas diferentes: C, M y F (ver Tabla 3.3). (a) Perfil de temperatura a $x = 0,5$, $y = 0,5$ (Plano medio), (b) componente x del perfil de velocidad a $x = 0,5$, $y = 0,5$	31
3.4. Esquema del dispositivo experimental de la cavidad cúbica. (Superior) Esquema de la cavidad, (Centro) Sección transversal de la cavidad con la aislación térmica. (Inferior) Configuración experimental para PIV. El plano láser es posicionado a diferentes distancias a partir de la ventana de visualización del flujo. El plano 1 es el más cercano a la ventana mientras que el plano 5 es el plano medio de la cavidad.	33
3.5. Líneas de corriente a diferentes tiempos del estado transitorio a $Ra = 1,7 \times 10^8$ hasta llegar al estado estacionario (Caso 1 Numérico). Plano 1 (izquierda), Plano medio (centro) y distribución de temperatura e isothermas en el plano medio (derecha). (a), (b), (c) $t = 1250s$, (d), (e), (f) $t = 2000s$, (g), (h), (i) $t = 3250s$, (j), (k), (l) $t = 4500s$ (solución en estado estacionario).	35

3.6. Líneas de corriente e isotermas en el plano medio vertical de la cavidad (Solución numérica en estado estacionario). Líneas de corriente (Arriba), Distribución de temperaturas e isotermas (fondo). (a),(b) caso 2, (c), (d) caso 3, (e), (f) caso 4.	36
3.7. (a) and (b) Perfiles de velocidad en distintos planos de la cavidad. (a) Perfiles de velocidad vertical sobre el eje medio horizontal de cada plano, (b) Perfiles de velocidad horizontal sobre el eje medio vertical de cada plano. Las gráficas en el interior muestran la posición del perfil de velocidades en un plano.	38
3.8. Líneas de corriente en diferentes planos de la cavidad a $Ra = 6,31 \times 10^8$ (Caso 4 Experimental). (a) $y/L = 0,1$, (b) $y/L = 0,5$	38
3.9. Perfiles de velocidad horizontal numéricos y experimentales en los diferentes planos. (a) Caso 1, (b) Caso 2, (c) Caso 3, (d) Caso 4.	39
3.10. (a) a (e) Perfiles verticales de velocidad numéricos y experimentales a $x = 0,5$, en los distintos casos organizados por planos. (f) Comparación de los perfiles de temperatura del eje medio vertical de la cavidad obtenidos de los resultados numéricos y experimentales en los cuatro casos.	40
4.1. Sección Representativa del transformador.	47
4.2. Malla estructurada con elementos tetraédricos usada para modelar la SR.	52
4.3. Campo de temperaturas del plano de simetría de la sección representativa.	53
4.4. Resultados del campo de velocidades y temperatura mostrados por Gastelurrutia et. al. [2].	55
4.5. Termografía en estado estacionario del en el ensayo de calentamiento. Izquierda: Rango visible, derecha: rango infrarrojo.	55
5.1. Descripción de la geometría de la cavidad y el sistema de coordenadas (izquierda). Vista frontal (centro). Vista de arriba (derecha)	58
5.2. Descripción del canal de aire del dispositivo experimental (izquierda). Configuración de la aislación térmica (derecha).	59
5.3. Descripción de la grilla utilizada para la SR del dispositivo experimental.	60
5.4. Esquema del dispositivo experimental. (a) vista general del dispositivo sin aislación térmica, (b) Ubicación de los sensores de temperatura en los puntos de interés, (c) Dispositivo aislado térmicamente y (d) Configuración del dispositivo para medir campos de velocidades en las ventanas de interés.	62
5.5. Esquema de ubicación de las ventanas de medición de campos de velocidades e imágenes que se obtienen de cada región.	63
5.6. Plano Medio $y=0.035$, Modelo Laminar. (a) Campo de temperaturas, (b) Campo de velocidades, (c) líneas de corriente.	64

5.7. Plano $y=0.0535$, Modelo Laminar. (a) Campo de temperaturas,(b) Campo de velocidades (magnitud), (c) campo de vectores de velocidad. . . .	64
5.8. Evolución de la temperatura hasta llegar al estado estacionario. (a) Temperatura media en la simulación. (b) Comparación con los valores de temperatura experimentales en estado estacionario.	66
5.9. Termografías del dispositivo experimental en estado estacionario. El punto de referencia en cada imagen se encuentra a diferentes alturas del canal de aire respecto del eje z	67
5.10. Plano medio $y=0.035$, Comparación con resultados experimentales. (a) Campo de velocidades obtenido con la simulación laminar en la región de interés,(b) Campo de velocidades reconstruido a partir de las mediciones de velocidades (magnitud), (c) campo de velocidades experimentales con las líneas de corriente.	68
5.11. Perfiles de velocidades a distintas alturas del eje z en comparación con los obtenidos de las simulaciones. (a) $z=0.66$ m, (b) $z=0.74$ m, (c) $z=0.81$ m (d) $z=0.89$ m.	69
5.12. Perfil vertical de velocidades en el experimento y la simulación.	70
A.1. Descripción geométrica de la cavidad y coordenadas del sistema.	78
A.2. Geometría de los casos 3D y 2D respectivamente y sistemas de coordenadas.	86
A.3. Comparación de campos de temperatura y velocidades obtenidos con los dos modelos 2D y 3D.	88
A.4. Descripción geométrica del caso.	89
A.5. Perfiles horizontales y verticales. Comparación entre los modelos 3D y 2D.	90
A.6. Perfiles transversales horizontales. Comparación de los perfiles usados como hipótesis en el proceso de homogenización y los del modelo 3D.	91
A.7. Comparación de campos de temperatura y velocidades entre el Modelo 3D y 2D. (arriba) Campos de temperatura y velocidades integrados en la tercera coordenada. (Abajo) Campos de temperatura media y velocidad media obtenidos con el modelo de homogenización 2D	92
A.8. Comparación de perfiles verticales a $x=0.2$ m de temperatura y velocidad en los modelos 3D y de homogenización 2D.	92
B.1. Tarjeta de adquisición de datos NI 9174.	94
B.2. Panel de control del programa de adquisición de datos.	94
B.3. Programa de adquisición de datos realizado en LabView.	95
B.4. Programa de procesamiento de imágenes de código abierto ImageJ.	95
B.5. Opciones del plugin de PIV para realizar correlación cruzada de imágenes de partículas.	96

B.6. Campo de desplazamientos típicos que se obtienen de dos imágenes consecutivas, luego de realizar la correlación cruzada con la herramienta de PIV de ImageJ.	96
---	----

Índice de tablas

3.1. Propiedades físicas del aceite mineral YPF64.	27
3.2. Cantidades características en los cuatro casos estudiados.	30
3.3. Dependencia del número de Nusselt con respecto al tamaño de grilla. .	31
3.4. Comparación del número de Nusselt y de los valores de velocidad pico de los perfiles verticales y horizontales y sus posiciones obtenidos de los resultados numéricos y experimentales.	41
4.1. Coeficientes de convección usados en el código. Los coeficientes están expresados en unidades de W/m^2K	51
5.1. Comparación de mediciones de temperatura entre el experimento y la simulación.	66

Resumen

El trabajo de tesis doctoral presentado a continuación se inscribe dentro del campo de la mecánica de fluidos y transferencia de calor, específicamente en el tema de refrigeración por convección natural, abordando el problema desde el punto de vista numérico con una componente experimental para validar los resultados. Este estudio está motivado en la utilización del mecanismo de convección natural para la refrigeración de dispositivos termohidráulicos. En particular, un dispositivo que emplea este mecanismo de refrigeración es el transformador de distribución tipo ONAN. El objetivo de la investigación es estudiar el flujo y la transferencia de calor en este tipo de dispositivos y desarrollar una herramienta que permita reproducir su funcionamiento y estudiar los aspectos que más influyen desde el punto de vista de una óptima refrigeración.

El trabajo consta de tres partes: Una primera parte consistió en analizar un problema con geometría simple, que permite su análisis tanto numérico como experimental, con el objetivo principal de estudiar cómo afectan, tanto las propiedades físicas del fluido como diferentes factores y parámetros externos, a la fluido-dinámica del problema de refrigeración por convección natural. Este estudio permitió no solo validar el código, sino también desarrollar y ajustar una herramienta experimental que fue empleada en etapas posteriores para geometrías y condiciones más complejas.

En la segunda parte, se presenta un modelo simplificado que se resuelve numéricamente con códigos de elementos finitos desarrollados en el Departamento de Mecánica Computacional del Centro Atómico Bariloche. En dicho modelo se trata de tener en cuenta la fenomenología completa del problema, desde el carácter tridimensional del flujo, las fuentes de calor presentes, las condiciones de contorno y características principales del dispositivo.

Los resultados numéricos obtenidos del modelo tridimensional simplificado muestran una clara deficiencia en el proceso de refrigeración del transformador. Para que los resultados numéricos sean concluyentes, en la tercera parte de este trabajo, se desarrolló un dispositivo experimental con la geometría de interés y de este modo poder comparar campos de velocidades y temperaturas, completando así, el modelado del proceso de refrigeración en un transformador tipo ONAN.

Los detalles del modelo numérico tridimensional, así como las técnicas numéricas y

experimentales empleadas y desarrolladas, junto con los resultados numéricos y experimentales obtenidos se organizan en 5 capítulos, finalmente en el capítulo 6 se resumen las conclusiones más importantes de toda la tesis. Luego de una introducción general (Capítulo 1) donde se incluye la motivación y los objetivos de este trabajo, se presentan y describen las técnicas numéricas y experimentales relacionadas con la convección natural. En particular, se describen las formulaciones del método de elementos finitos de las ecuaciones gobernantes del flujo convectivo de interés, condiciones de borde y modelos de turbulencia en flujos boyantes. Adicionalmente, se hace mención y se describe la técnica experimental de medición de campos de velocidades utilizada en la tesis (capítulo.2). Los tres capítulos siguientes están dedicados a los estudios numéricos y experimentales realizados en distintas geometrías, cuyos resultados más importantes se enumeran a continuación.

En el capítulo 3 se describe en detalle el primer caso de estudio. En este capítulo se lleva a cabo un estudio numérico y experimental del flujo laminar por convección natural en una cavidad cúbica. El fluido es un aceite dieléctrico usado para la refrigeración de transformadores tipo ONAN. Este aceite presenta una fuerte dependencia de la viscosidad con la temperatura. Con este trabajo se estudia la influencia de dicha dependencia en el patrón de flujo y en el calor total transferido. De esta manera se observó que el patrón de flujo numérico y experimental presenta un comportamiento no oscilatorio, reflejando un flujo convectivo estable. Además se encontró que el tamaño de las capas límite de velocidad y temperatura, así como también el orden de magnitud de los valores de velocidad y temperatura obtenidas con las simulaciones concuerdan con el experimento. Finalmente se encontró que la dependencia de la viscosidad con la temperatura causa una ligera asimetría en el campo de velocidades en estado estacionario, la cual se vuelve despreciable a medida que el número de Rayleigh aumenta.

El capítulo 4 describe el modelado numérico 3D de un transformador de distribución tipo ONAN. Mediante consideraciones adecuadas, el problema 3D del flujo por convección natural de un transformador de este tipo, puede estudiarse mediante un modelo numérico de una sección 3D simplificada del mismo. Este modelo matemático predice el comportamiento estratificado del campo de temperaturas. Esto se puede comprobar con las imágenes termográficas de un prototipo del transformador tomadas durante un ensayo de calentamiento [3]. Adicionalmente, el campo de velocidades es consistente con los campos obtenidos por otros autores [2] en un transformador con una geometría similar al estudiado en el presente trabajo. Los resultados de los campos de velocidades muestran un patrón de flujo que se concentra principalmente en el cuarto superior de la sección representativa que conforma el modelo. Las temperaturas muestran un gradiente importante en el tercio superior. Esto sugiere que la aleta está transfiriendo calor por conducción al canal de aire en su parte inferior más que por convección interna del aceite. Se puede concluir de estos resultados que hay un mal

aprovechamiento de la capacidad refrigerante de la superficie exterior de la aleta.

El capítulo 5 se presenta la validación experimental del modelado numérico en una geometría similar a la sección representativa (SR) descrita en el capítulo 4. En este capítulo se describen brevemente los lineamientos seguidos para el diseño y construcción del mismo, así como la metodología experimental. Adicionalmente, se presentan las mediciones realizadas y se realizaron comparaciones cuantitativas de los datos medidos con las simulaciones numéricas. Los resultados obtenidos en este capítulo muestran que las simulaciones numéricas logran reproducir razonablemente las características básicas de los campos de temperatura y velocidades del dispositivo experimental, observándose que las velocidades que se obtienen en la simulación son del mismo orden de magnitud que las observadas experimentalmente. Así mismo, las temperaturas medidas en los puntos de referencia presentan un acuerdo razonable, con algunas diferencias dadas por condiciones experimentales que no son reproducidas en el modelo numérico. Los resultados obtenidos en este capítulo constituyen una referencia para validación de códigos numéricos y el dispositivo experimental una herramienta para estudio termo-fluido-dinámico de convección natural en canales, aletas y cavidades.

En el apéndice A se describe un modelado de homogenización bidimensional a partir del modelo numérico 3D, el cual se encuentra actualmente en fase de prueba. Este modelo se pensó con el objetivo de realizar modificaciones de geometría y parámetros materiales que permitan hacer pruebas numéricas rápidas para la optimización de transformadores tipo ONAN, desde el punto de vista de su refrigeración, reduciendo los altos costos computacionales y los largos tiempos de cálculo.

Finalmente, en el apéndice B, se muestran aspectos generales del proceso de adquisición de datos y procesamiento de imágenes que no fueron incluidos en los capítulos.

Palabras clave: CONVECCIÓN NATURAL, TRANSFORMADORES TIPO ONAN, MÉTODO DE ELEMENTOS FINITOS

Abstract

The following doctoral work is in the context of fluid mechanics and heat transfer, specifically on natural convection cooling. The problem is approached from the numerical point of view with an experimental component to validate the results. This study is motivated on the use of natural convection mechanism for cooling thermal-hydraulic devices. In particular, a device employing this cooling process is the ONAN type distribution transformer. The objective of the investigation is to study the flow pattern and heat transferred in these kind of devices and develop a tool to reproduce its fluid and thermal dynamic and study the most influential aspects to improve the cooling process.

The work has three parts: The first part involves analyzing a problem with a simple geometry, which allows both numerical and experimental study. The main objective is to study how the physical properties and the different external factors and parameters affect the fluid-dynamics of the natural convection problem. This study allowed not only validate the code, but also develop and adjust an experimental tool that was used in subsequent steps for the study of more complex geometries and conditions.

In the second part, a simplified model is solved numerically with finite element codes developed at the Department of Computational Mechanics. This model seeks to reproduce the full phenomenology of the problem, considering the three-dimensional nature of the flow, heat sources, boundary conditions and the main characteristics of the device.

The numerical results of the simplified three-dimensional model show a clear deficiency in the transformer cooling process. To validate these numerical results, an experimental device was developed according to the geometry of interest. The numerical and experimental velocity and temperature fields were compared. Thus, a complete modeling of the cooling process in an ONAN type distribution transformer was performed.

The characteristics of the three-dimensional numerical model, as well as the numerical and experimental techniques, used and developed, in addition to the numerical and experimental results, are organized into 5 chapters. Chapter 6 summarizes the main conclusions of whole thesis. After a general introduction (Chapter 1) where the motivation and objectives of this work are included, the numerical and experimental

techniques related to natural convection are presented and described in Chapter 2. In particular, the finite element formulations of the governing equations, boundary conditions and turbulence models in buoyant flows are described in this chapter. A section dedicated to describe the experimental technique to measuring velocity fields was included in this chapter. The next three chapters are devoted to numerical and experimental studies in different geometries, the most important results are listed below.

Chapter 3 describes in detail the first case study. In this chapter a numerical and experimental study of the laminar natural convection in a cubical cavity was realized. The working fluid is a naphthenic dielectric oil used for cooling ONAN type transformers. This oil has a strong viscosity dependence with temperature. With this work the influence of this dependence on the flow pattern and total heat transferred is studied. Thus it was observed that the pattern of numerical and experimental flow has a non oscillatory behavior, reflecting a steady convective flow. Furthermore it was found that the size of the boundary layer velocity and temperature, as well as the order of magnitude of the velocity and temperature values obtained in the simulations are consistent with experimental results. Finally it was found that the dependence of viscosity with temperature causes a slight asymmetry in the velocity field in steady state, which becomes negligible as the Rayleigh number increases.

Chapter 4 describes the 3D numerical modeling of an ONAN type distribution transformer. Through appropriate considerations, the 3D natural convection problem of the flow in this kind of transformer, can be studied by a 3D simplified numerical model. This model considers a transformer representative section instead the whole geometry. The mathematical model based on the conservation equations of continuity, momentum and energy, coupled with a buoyant term, are solved numerically using the finite element method described in Chapter 2. This mathematical model predicts the stratified behavior of the temperature field. This temperature field were compared with thermal images of a transformer prototype during a heating test [3]. Additionally, the flow pattern obtained from simulations are consistent with the velocity fields obtained by other authors [2]. The numerical results show a flow pattern that is concentrated mainly in the upper heating region of the representative section. The temperature distribution obtained from simulations, show a substantial gradient in the section upper region. This results suggest that the heat transfer mechanism in the lower zone is essentially by conduction in the metal surface instead internal convection of the oil. It can be concluded from these results that there is a poor utilization of the cooling capacity of the outer surface of the fin.

Chapter 5 discusses the experimental validation of the numerical modeling based on the representative section (SR) described in Chapter 4. An experimental device is developed for that purpose. This chapter briefly describes the guidelines followed for

its design and construction, as well as the experimental methodology using in measurements. Additionally, quantitative comparisons between measured data and numerical simulations were conducted and presented. In summary, the experimental validation seeks to improve the numerical model determining the most influential aspects of the cooling process. On the other hand, measurements with the experimental device serving as an indicator of how well reproduces the physical phenomenon of interest. It was found that numerical simulations reproduce reasonably the basic flow features as the temperature and velocity fields observed in the experiment. The velocity values obtained in simulations has the same order of magnitude as observed experimentally. It was observed that the numerical results are sensitive to the value of ambient temperature taken as reference. The experimental results presented in this chapter constitute a benchmark for validation of numerical codes and the experimental device a tool for thermo-fluid-dynamic study of natural convection in channels, cavities and fins.

In the Appendix A, a 2-dimensional homogenization modeling of the 3D numerical model is described. This modeling is currently in testing stage. This 2d model of the natural convection problem constitute a numerical tool in order to realize geometry and material parameters modifications to enhance the heat transfer in the cooling process reducing the high computational costs and long calculation times.

Keywords: NATURAL CONVECTION, ONAN TRANSFORMERS, FINITE ELEMENT METHOD

Capítulo 1

Introducción

“Hay una fuerza motriz más poderosa que el vapor, la electricidad y la energía atómica: la voluntad”

— Albert Einstein

Una de las motivaciones principales de este trabajo es el análisis del comportamiento termohidráulico del fluido refrigerante en un transformador de potencia tipo ONAN (Oil Natural Air Natural). En la figura 1.1 se muestran las partes más relevantes de un transformador de distribución de 1000 KVA de este tipo. La refrigeración del mismo se realiza por convección natural, tanto del lado interno como externo. Del lado interno, por convección del aceite refrigerante y del lado externo, por convección del aire. Este modelo en particular cuenta con 80 aletas refrigerantes construidas por plegado de las chapas que conforman las paredes de la cuba. El diseño flexible de la cuba hace innecesario un tanque de expansión para el refrigerante.

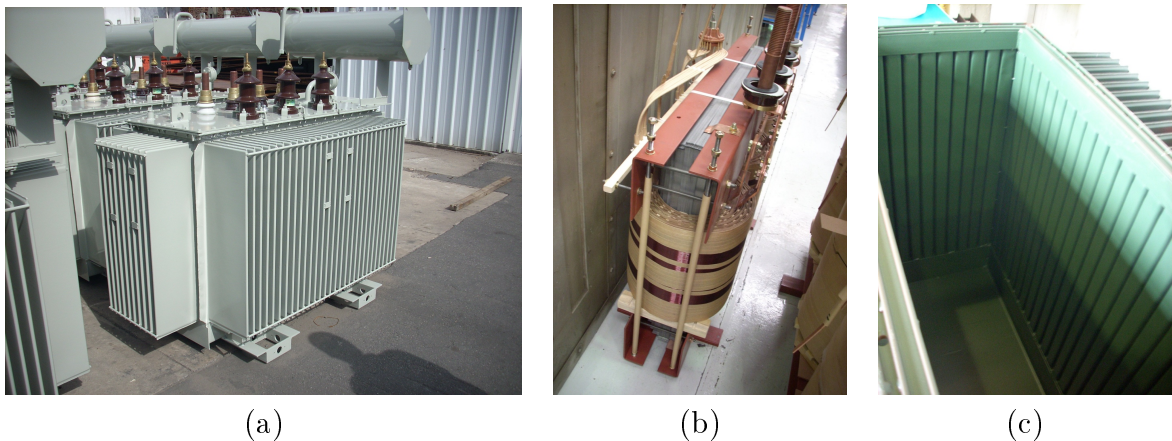


Figura 1.1: Partes de un transformador tipo ONAN. (a) Exterior, (b) Bobinas, (c) Cuba.

Las partes activas de estos transformadores están bañadas en un aceite, que, además de funcionar como aislante eléctrico, provee la refrigeración necesaria para evacuar el calor producido por las pérdidas. Si bien los transformadores suelen tener una eficiencia

mayor al 90 %, las inevitables corrientes parásitas en el núcleo ferromagnético disipan energía en cualquier régimen de operación, mientras que el efecto joule en las bobinas es responsable de pérdidas adicionales, proporcionales a la potencia de trabajo. Esta refrigeración tiene la función de mantener la temperatura de las distintas partes que lo conforman, dentro de ciertos límites permisibles. Además, están equipados con aletas flexibles que compensan los cambios de volumen del aceite por el calentamiento. La circulación del aceite, en este tipo de transformadores, se da por el principio de convección natural. El fluido se calienta y asciende por el calor generado, principalmente en el núcleo y las bobinas, y desciende al enfriarse cuando pasa por las aletas que proporcionan superficies de intercambio con el aire. Existen en la actualidad estándares nacionales e internacionales que regulan el funcionamiento de estos dispositivos [4],[5], en donde se especifica la temperatura máxima de funcionamiento a plena carga y el tipo de aceite. Con estas regulaciones se busca evitar la degradación del aceite que pueda causar cortocircuito e incendios. Sin embargo, a pesar de que ya se han estandarizado los límites de temperatura y tipo de aceite, no existe ningún otro criterio que busque mejorar su funcionamiento desde el punto de vista de una óptima refrigeración.

Los transformadores son un componente esencial de las redes eléctricas por lo que han sido bastante estudiados con el fin de mejorar la eficiencia y el tiempo de vida de dichos dispositivos. En el pasado e incluso en la actualidad, se han utilizado métodos analíticos y empíricos para determinar la distribución de temperatura en los componentes de un transformador, principalmente para determinar el punto en el cual se presenta la temperatura máxima. Sin embargo estos métodos tienen limitaciones que han llevado al desarrollo de simulaciones que involucren un mayor nivel de detalle del comportamiento térmico de los transformadores.

Las dos técnicas mayormente utilizadas son: los modelos de red térmicos: Thermal Network Models (TNM, por sus siglas en inglés) y los modelos de dinámica de fluidos computacional: Computational Fluid Dynamics (CFD). Los métodos TNM son modelos analíticos que evalúan las pérdidas de potencia en los diferentes componentes del transformador y obtienen coeficientes de transferencia de calor. Por otro lado, los modelos CFD se basan en la solución de ecuaciones gobernantes (Navier-Stokes) que son derivadas de la conservación de masa, momento y energía en un flujo determinado. Con estos métodos es posible obtener campos de temperatura, velocidad y presión en todo el dominio computacional. Esto permite un mayor entendimiento del fenómeno físico que ocurre en el transformador. La mayor desventaja de estos métodos es que son más costosos desde el punto de vista computacional en comparación a los modelos TNM [6].

Entre los trabajos más recientes que emplean el método CFD se encuentran los de Gastelurrutia et al. [2], [7]. En su primer trabajo emplean códigos comerciales para simular la dinámica del refrigerante en un trafo tipo ONAN completo aunque de

diferentes dimensiones que el trafo objeto de estudio en el presente trabajo. En el segundo trabajo, emplean los resultados numéricos obtenidos de su primer artículo y los utilizan para determinar el punto de temperatura máxima en el transformador. Otros autores que trabajan con modelos CFD son El Waki et. al [8], quien estudia numéricamente un transformador cuya refrigeración es por convección forzada, Torriano et. al. [6] quien emplea el método CFD para estudiar la distribución de temperatura en un transformador de geometría tipo disco, y que además tiene la posibilidad dependiendo de la configuración del modo de operación, de utilizar distintos modos de refrigeración (ONAN, ONAF:oil natural-air forced, OFAN:oil forced-air natural, OFAF: oil forced-air-forced). En el trabajo de Tsili et. al. se presenta un modelo acoplado entre CFD y TNM para modelar el desempeño térmico del transformador [9].

Otros trabajos que pueden clasificarse dentro de aquellos que usan métodos TNM están: el de Taghikhani et. al. [10] en donde determinan el punto de máxima temperatura (hot-spot temperature) en un transformador que emplea convección forzada para su refrigeración. Otros trabajos como los de Koufakis et.al. y Hajidavalloo et. al. estudian otro tipo de factores. Por ejemplo, se sabe que con el tiempo, el sistema aislante en los transformadores, en este caso aceite dieléctrico refrigerante, puede degradarse al punto en que el dispositivo no puede soportar eventos severos como sobretensiones o cortocircuitos [11]. Koufakis et. al. estudiaron los efectos del sobrecalentamiento térmico en el poder dieléctrico del aceite [12]. Hajidavalloo et. al. en [13], agregan una componente experimental analizando el aumento de temperatura en un transformador tipo ONAN por efectos de la radiación. Su modelo predice con gran precisión valores de temperatura que fueron medidos en su estudio experimental, también, evalúan el uso de un toldo de protección para alargar la vida útil del mismo.

Por otro lado, son escasos los estudios experimentales relacionados con este tipo de dispositivos. La mayoría de los trabajos que se encuentran disponibles sólo involucran mediciones de temperatura en algunos puntos de interés dentro del dispositivo ([2], [13], [14]), por lo que el estudio de la fluido-dinámica en este tipo de dispositivos sigue siendo un desafío.

Por otro lado, modelar computacionalmente todos los detalles de la estructura de un transformador sigue siendo costoso ([2], [15]). Es así como en distintas investigaciones, se emplean diversas simplificaciones geométricas, como la presentada por Gastelurrutia et. al. o estudian casos más sencillos, bien sea para estudiar distintas técnicas numéricas o experimentales. Cabe resaltar que el tipo de refrigeración en los transformadores tipo ONAN, dado por el mecanismo de convección natural, sigue siendo objeto de estudio ([16], [17], [18] [19], entre otros). Muchos de estos trabajos se ven motivados por aplicaciones ingenieriles que involucren este mecanismo de transferencia de calor. Por ejemplo, en la industria nuclear, el mecanismo de transferencia térmica de convección natural constituye un método de refrigeración inherentemente seguro debido a que no

depende de dispositivos activos para la circulación del refrigerante (reactores nucleares modernos, refrigerados por convección natural). El tipo de flujo en diversas aplicaciones (colectores solares, intercambiadores de calor, reactores nucleares, entre otros) influye en la transferencia térmica del sistema [20], lo que motiva el estudio de la transición de flujo laminar a turbulento en flujos boyantes [21, 22]. Así mismo, desde el punto de vista numérico, aparece la necesidad de emplear distintas técnicas numéricas para resolver problemas que involucren el mecanismo de convección natural [23–26], estimar escalas características [20, 27, 28] y reformular modelos de turbulencia, adaptados a flujos convectivos [29, 30]. Gran parte de la validación de los modelos numéricos propuestos se realiza mediante comparación de resultados con otros autores que estudian casos simples y con resultados experimentales que además de ser escasos, están acotados a geometrías simples [31–35].

En esta tesis se aborda el problema de refrigeración por convección natural en un transformador de potencia tipo ONAN tanto desde el punto de vista numérico como desde el punto de vista experimental. En relación al primer enfoque, se propone un modelado tridimensional del dispositivo, aplicando simplificaciones sobre la geometría del mismo y simplificaciones térmicas e hidrodinámicas. Se emplea el Método de Elementos Finitos como herramienta numérica usando el código Par-GPFEP. Este código desarrollado en el Departamento de Mecánica Computacional del Centro Atómico Bariloche tiene implementado este método numérico para resolver las ecuaciones de conservación de continuidad, momento y energía y ha sido utilizado para el estudio de numerosos problemas [36, 37].

Respecto al enfoque experimental, en esta tesis se requirió un esfuerzo importante para el montaje y puesta en marcha de los distintos experimentos presentados en este trabajo. Cabe resaltar que el estudio experimental fue necesario debido a la escasez de trabajos experimentales disponibles en la literatura. Con este trabajo no sólo se busca estudiar la fluidodinámica de refrigeración, sino también proponer una herramienta numérica y experimental para el estudio este tipo de dispositivos.

Los detalles del modelo numérico tridimensional, así como las técnicas numéricas y experimentales empleadas y desarrolladas, junto con los resultados numéricos y experimentales obtenidos se organizan en 4 capítulos que le siguen a la presente introducción, con un capítulo que resume las conclusiones más importantes de toda la tesis (capítulo 6) seguido de dos apéndices.

El capítulo 2 está dedicado a describir los aspectos generales de los flujos boyantes y las distintas herramientas numéricas y experimentales que fueron usadas a lo largo de todo el trabajo. El capítulo comienza haciendo una descripción general de los flujos boyantes y se describen las ecuaciones que gobiernan este tipo de flujos junto con las condiciones iniciales y de borde utilizadas. Se mencionan de forma general algunas características que definen a los flujos boyantes turbulentos y los principales métodos

numéricos existentes para estudiar este tipo de flujos. Se hace énfasis en el método de simulación RANS y se hace un resumen de los principales modelos de turbulencia disponibles para el estudio de este tipo de flujos así como también las escalas características y los números adimensionales involucrados. La sección 2.5 está dedicada al Método de Elementos Finitos (MEF) aplicado a las ecuaciones gobernantes descritas en la sección 2.3. Finalmente, en la sección 2.6 se describen de forma general algunas de las técnicas experimentales de medición de velocidades, focalizándonos principalmente en la técnica PIV utilizada en este trabajo y se mencionan las modificaciones realizadas en el estudio experimental realizado en la tesis.

En el capítulo 3 se muestran los resultados de un estudio numérico y experimental del flujo laminar por convección natural en una cavidad cúbica con el objetivo principal de observar y cuantificar los efectos de la viscosidad variable en el patrón de flujo y en el flujo de calor que se transfiere en dicha cavidad. Cabe resaltar que el aceite usado en los transformadores tipo ONAN, presenta la característica de que su viscosidad depende fuertemente de la temperatura. En este capítulo se muestran los resultados que fueron publicados en [38] y que revelan nuevas características de los flujos boyantes con fluidos con viscosidad variable.

El capítulo 4 presenta el modelado numérico 3D de un transformador de distribución tipo ONAN. Muestra las consideraciones que se siguieron para reducir el problema 3D del flujo por convección natural de un transformador de este tipo a una sección 3D simplificada del mismo. En este capítulo se presentan los aspectos generales de la geometría y se detallan las simplificaciones realizadas en la geometría y en la física que gobierna el problema. Seguido del modelado, se describe el método de solución y los resultados numéricos obtenidos. Finalmente se presenta una comparación de los resultados obtenidos de las simulaciones con resultados de otros autores [2] y con imágenes termográficas de un prototipo de transformador, obtenidas durante un ensayo de calentamiento. Los resultados mostrados en este capítulo revelan características del funcionamiento del transformador que no son óptimas.

Con el fin de validar las consideraciones que se siguieron en el capítulo 4 y el modelo en sí, en el capítulo 5 se presenta la validación experimental del modelado numérico en una geometría similar a la sección representativa (SR). En este capítulo se muestra el desarrollo de un dispositivo experimental que es utilizado para tal fin. Se describen brevemente los lineamientos seguidos para el diseño y construcción del mismo, así como la metodología experimental. Adicionalmente, se presentan las mediciones realizadas y se realizaron comparaciones cuantitativas de los datos medidos con las simulaciones numéricas. Los resultados obtenidos en este capítulo constituyen una referencia para validación de códigos numéricos y el dispositivo experimental una herramienta para estudio termo-fluido-dinámico de convección natural en canales, aletas y cavidades.

Adicionalmente, con la intención de obtener una herramienta de optimización, que

permita realizar modificaciones de geometría y parámetros materiales en tiempos cortos se propone un modelo de homogenización basado en el enfoque de Kuwahara et. al. [39] y que es descrito en detalle en el Apéndice A. Cabe resaltar que se encuentra como apéndice, debido a que aún está en fase de verificación, sin embargo, se muestran resultados preliminares de algunos casos de prueba satisfactorios.

Finalmente, en el apéndice B, se muestran aspectos generales del proceso de adquisición de datos y procesamiento de imágenes que no fueron incluidos en los capítulos.

Capítulo 2

Marco Teórico

“Nuestra vida es nuestro pensamiento. Cuando un hombre cambia sus pensamientos hacia las cosas y las personas, las personas y las cosas cambian”

— James Allen

2.1. Resumen

Este capítulo está dedicado a describir los aspectos generales de los flujos boyantes y las distintas herramientas numéricas y experimentales que fueron usadas a lo largo de todo el trabajo. El capítulo comienza (sección 2.2) haciendo una descripción general de los flujos boyantes, luego en la sección 2.3 se describen las ecuaciones que gobiernan este tipo de flujos junto con las condiciones iniciales y de borde utilizadas. En la sección 2.4 se mencionan de forma general algunas características que definen a los flujos boyantes turbulentos y los principales métodos numéricos existentes para estudiar este tipo de flujos. Se hace énfasis en el método de simulación RANS, y se hace un resumen de los principales modelos de turbulencia disponibles para el estudio de este tipo de flujos así como también las escalas características y los números adimensionales involucrados. La sección 2.5 está dedicada al Método de Elementos Finitos (MEF) aplicado a las ecuaciones gobernantes descritas en la sección 2.3. Finalmente, en la sección 2.6 se describen de forma general algunas de las técnicas experimentales de medición de velocidades, focalizándonos principalmente en la técnica PIV utilizada en este trabajo y se mencionan las modificaciones realizadas en el estudio experimental en el presente trabajo.

2.2. Flujos Boyantes

La mayoría de los flujos que se desarrollan a nuestro alrededor están inducidos por fuerzas boyantes. Los flujos boyantes pueden verse como circulación de aire alrededor de nuestro cuerpo, en la atmósfera, en las corrientes oceánicas, etc. Los flujos boyantes se originan en general, de la diferencia de densidad resultante de un gradiente de temperatura. Estos flujos pueden subdividirse dentro de dos categorías mayores. Dentro de la primera están los flujos inducidos por diferencias de temperatura o flujo de calor sobre una superficie, esta categoría se denomina flujos boyantes externos. La otra categoría es aquella en la que el flujo boyante ocurre dentro de una cavidad delimitada por superficies. A esta categoría se la denomina flujos boyantes internos.

En los últimos 30 años, los estudios acerca de este tipo de flujos se han intensificado. Estas investigaciones se han llevado a cabo debido a la creciente demanda de conocimiento cuantitativo relacionado con los flujos boyantes en la atmósfera, cuerpos de agua, cavidades cerradas, dispositivos electrónicos. En la industria nuclear, la refrigeración por convección natural resulta muy atractiva cuando se buscan mecanismos inherentemente seguros, que no dependan de la confiabilidad de un dispositivo mecánico para garantizar el enfriamiento de algún dispositivo en particular. Este fenómeno físico ha sido abordado desde distintos frentes: mediante estudios experimentales (e.g. [20], [31], entre otros) y a través de simulaciones numéricas (e.g. [16], [18], entre otros), por lo que existe una vasta cantidad de investigaciones relacionadas con este tipo de flujos. Sin embargo, la aparición de turbulencia, capas límite, variaciones de propiedades del fluido con la temperatura, hacen que el problema continúe siendo un desafío para los investigadores [40]. Es así como este capítulo será dedicado a describir los aspectos básicos de los flujos boyantes y de las técnicas numéricas y experimentales empleadas en el trabajo.

2.3. Ecuaciones Gobernantes en Flujos Boyantes

Los flujos boyantes o por convección natural se encuentran gobernados por las ecuaciones de conservación de energía y momento para flujo incompresible (ecuaciones de Navier-Stokes). Estas ecuaciones se encuentran acopladas térmicamente como se describe a continuación.

2.3.1. Ecuaciones de continuidad y momento

Las ecuaciones de continuidad y balance de momento para flujos incompresibles pueden escribirse como:

$$\nabla \cdot u = 0 \quad \text{en } \Omega, \quad t \in (0, T), \quad (2.1)$$

$$\rho \left(\frac{\partial u}{\partial t} + (u \cdot \nabla)u \right) = \nabla \cdot \sigma + f \quad \text{en } \Omega, \quad t \in (0, T), \quad (2.2)$$

donde ρ es la densidad, u es el vector velocidad del fluido, f es la fuerza por unidad de volumen y σ el tensor de tensiones, dado por

$$\begin{aligned} \sigma &= -p\mathbf{I} + 2\mu\epsilon(u) \\ \epsilon(u) &= \frac{1}{2} (\nabla u + (\nabla u)^T) \\ \mu &= \rho\nu \end{aligned}$$

donde p es la presión, μ y ν son respectivamente la viscosidad dinámica y cinemática, \mathbf{I} es el tensor identidad y ϵ es el tensor de velocidad de deformación [41].

2.3.2. Ecuación de transporte de energía térmica

La ecuación de transporte de energía para flujos incompresibles, puede escribirse como:

$$\rho C_p \left(\frac{\partial T}{\partial t} + (u \cdot \nabla)T \right) = \nabla \cdot (k \nabla T) + S, \quad (2.3)$$

donde C_p , k y S representan respectivamente el calor específico a presión constante, la conductividad del medio y la fuente de calor por unidad de volumen [41].

2.3.3. Acoplamiento térmico

Las variaciones de temperatura en un fluido dan lugar a variaciones de densidad locales como resultado de las dilataciones térmicas del medio. Cuando estas variaciones de densidad son pequeñas, puede emplearse la conocida aproximación de Boussinesq. El fluido se continúa tratando como incompresible, pero las variaciones locales de densidad dan lugar a esfuerzos de flotación que se adicionan al término de fuerza volumétrica f de la ecuación 2.2. Este término es de la forma:

$$f = \rho\beta(T - T_{ref})g, \quad (2.4)$$

donde β es el coeficiente de dilatación térmica del fluido, T_{ref} es una temperatura de

referencia y g es la aceleración de la gravedad [41].

2.3.4. Condiciones de borde

Para el campo de velocidad, el contorno completo Γ del problema se puede descomponer en partes,

$$\begin{aligned}\Gamma_g \cup \Gamma_h &= \Gamma \\ \Gamma_g \cap \Gamma_h &= \emptyset\end{aligned}$$

especificando en cada una condiciones de tipo Dirichlet o de Neumann. De este modo, Γ_g es la parte del contorno donde se imponen condiciones de tipo Dirichlet y Γ_h , la parte donde se imponen condiciones de Neumann, así,

$$\begin{aligned}u &= g \quad \text{en} \quad \Gamma_g, \\ \sigma \cdot n &= h \quad \text{en} \quad \Gamma_h,\end{aligned}\tag{2.5}$$

donde n es la dirección normal a la superficie Γ_h .

Para el campo de temperaturas, el contorno completo Γ del problema puede descomponerse en partes, en las que se especifican distintas condiciones de borde,

$$\begin{aligned}\Gamma_s \cup \Gamma_c \cup \Gamma_q &= \Gamma \\ \Gamma_s \cap \Gamma_c \cap \Gamma_q &= \emptyset\end{aligned}$$

Γ_s es la frontera donde se impone condición de temperatura fija con valor T_s constante. En Γ_c se impone condición de convección caracterizado por un coeficiente de convección h_{film} y finalmente en Γ_q , se impone flujo de calor constante q así:

$$\begin{aligned}T &= T_s \quad \text{en} \quad \Gamma_s, \\ -k \nabla T \cdot n &= h_{film}(T - T_\infty) \quad \text{en} \quad \Gamma_c, \\ -k \nabla T \cdot n &= q \quad \text{en} \quad \Gamma_q,\end{aligned}\tag{2.6}$$

2.4. Turbulencia en flujos boyantes

Cuando se observa un flujo turbulento, se puede ver de forma cualitativa que el flujo es no estacionario (fluctuante), irregular, aparentemente aleatorio y caótico y seguramente cada estructura que se observa es impredecible. Estudios experimentales más detallados de flujos turbulentos muestran que los campos de velocidades son irregulares, esto es, que el campo de velocidades del fluido varía significativamente en el espacio

y en el tiempo. Además se observa un amplio rango de escalas espaciales y temporales [42]. Reynolds en 1894, encontró que este tipo de flujos está caracterizado por un solo parámetro adimensional: el número de Reynolds (Re). En general está definido como $Re = \mathcal{U}\mathcal{L}/\nu$, donde \mathcal{U} y \mathcal{L} , son las escalas de velocidad y longitud respectivamente. En el experimento de flujo en un canal de Reynolds, se encontró que si el número de Re es menor a 2300, el flujo es laminar, es decir, la velocidad del fluido no cambia con el tiempo y todas las líneas de corriente son paralelas al eje del canal. Por otra parte, si el Re excede el valor aproximado de 4000, el flujo es turbulento [42].

En el caso de los flujos por convección natural, en donde la fuerza boyante es la promotora del flujo [43], el parámetro adimensional que caracteriza el flujo es el número de Rayleigh (Ra), definido como:

$$Ra_L = \frac{g\beta\Delta TL^3}{\nu\alpha}. \quad (2.7)$$

donde g es la gravedad, β es el coeficiente de dilatación térmica del fluido, L la longitud característica, ν y α son la viscosidad cinemática y la difusividad térmica del fluido respectivamente. Este parámetro adimensional caracteriza el acoplamiento, a través de la fuerza boyante, entre momento y energía [43]. Se ha encontrado en diversos estudios que la transición a régimen turbulento se inicia entre Ra de 10^8 a 10^9 [21, 22].

Sin importar el mecanismo promotor del flujo, los flujos turbulentos presentan la característica de que el mezclado y el transporte de fluido es más efectivo que en los flujos laminares. Esto los hace atractivos en una gran variedad de aplicaciones. Por ejemplo, debido a esta característica, se incrementa el transporte de calor en calentadores solares y arreglos electrónicos [20]. Los flujos turbulentos siguen siendo objeto de estudio tanto desde el punto de vista experimental como numérico.

Son básicamente tres los principales métodos numéricos para predecir flujos turbulentos.

Método de simulación numérica directa (DNS por sus siglas en inglés): es el método más preciso para resolver las ecuaciones de Navier-Stokes. Tiene la misma validez que los datos experimentales y es capaz de resolver todos los movimientos en el flujo. El método DNS produce información detallada del flujo lo que lo hace más costoso computacionalmente.

Método de simulación de grandes vórtices (LES): en este método, se resuelven las escalas más grandes del flujo y se emplean aproximaciones para predecir las escalas más chicas. El método LES es menos preciso que el método DNS, pero es computacionalmente más económico.

Método de simulación de ecuaciones promediadas (RANS): este método está basado en el promediado de las ecuaciones de movimiento del fluido. Un conjunto de ecuaciones diferenciales resultan del promedio de estas ecuaciones, las cuales se denominan ecua-

ciones RANS. A continuación se muestran las ecuaciones de movimiento promediadas de un flujo boyante. La ecuación de continuidad:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho U_j)}{\partial x_j} = 0, \quad (2.8)$$

La ecuación de momento:

$$\frac{\partial(\rho U_i)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho U_i U_j)}{\partial x_j} = -\frac{\partial P}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\mu \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) - \rho \overline{u'_i u'_j} \right] + B_{Ti}, \quad (2.9)$$

donde la velocidad es la suma de la componente media y la componente fluctuante respectivamente: $u \equiv U + u'$. B_{Ti} es el término boyante igual a $g_i(\rho - \rho_0)$ y ρ_0 es la densidad a la temperatura de referencia T_0 . En los casos en los que el cambio de la densidad con la temperatura no son demasiado altos, es posible asumir que la densidad es constante en todos los términos de la ecuación de momento salvo en el término gravitacional. A esta suposición se le conoce con el nombre de aproximación de Boussinesq. De este modo el término $(\rho - \rho_0)$ puede reemplazarse por $-\rho_0 g_i \beta (T - T_0)$. La temperatura también se descompone en dos partes, la componente media y la fluctuante respectivamente: $\tilde{T} \equiv T + T'$. La temperatura media T se obtiene de la ecuación de transporte de energía:

$$\frac{\partial(\rho T)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho U_j T)}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\frac{\mu}{Pr} \frac{\partial T}{\partial x_j} - \rho \overline{u'_j T'} \right], \quad (2.10)$$

Este conjunto de ecuaciones promediadas presenta el problema de que hay más incógnitas que ecuaciones debido a los nuevos términos que aparecen como resultado del promediado. Primero, en la ecuación de momento 2.9, aparece el tensor de esfuerzos de Reynolds $\rho \overline{u'_i u'_j}$ y en la ecuación de transporte de energía aparece el término $\rho \overline{u'_j T'}$ que representa la difusividad turbulenta. A este problema se le llama problema de cierre de la turbulencia. Para poder cerrar este set de ecuaciones se deben emplear modelos de turbulencia. Uno de los más conocidos es el modelo propuesto por Ince y Launder [29], el cual es una versión del modelo $k - \varepsilon$ para bajo número de Reynolds de Jones y Launder (1972) [44], extendida para flujos boyantes.

En este modelo, el tensor de esfuerzos de Reynolds se modela de la siguiente manera:

$$\overline{u'_i u'_j} = \frac{2}{3} \rho K \delta_{ij} - \mu_t \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right), \quad (2.11)$$

donde, $\mu_t = C_\mu \rho \frac{K^2}{\varepsilon}$ es la viscosidad turbulenta, K es la energía cinética turbulenta y ε su tasa de disipación. mientras que para el término de difusividad turbulenta se emplea la hipótesis de gradiente de difusión generalizada (GGDH, por sus siglas en inglés: Generalized Gradient Diffusion Hypothesis) [45] formulada como:

$$\overline{\rho u'_j T'} = -c_t \frac{k}{\varepsilon} \overline{u'_i u'_k} \frac{\partial T}{\partial x_k}, \quad (2.12)$$

K y ε son obtenidas a partir de sus propias ecuaciones de transporte. Éstas se pueden escribir de forma general como sigue:

$$\frac{\partial(\rho K)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho U_j K)}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial K}{\partial x_j} \right] + P_k - \rho \varepsilon + D, \quad (2.13)$$

$$\frac{\partial(\rho \varepsilon)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho U_j \varepsilon)}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] + C_{1\varepsilon} \rho \frac{\varepsilon}{K} P_k - C_{2\varepsilon} \rho \frac{\varepsilon^2}{K} + E, \quad (2.14)$$

donde P_k denota la producción de energía turbulenta debido al flujo medio y debido a la fluctuación de la fuerza boyante,

$$P_k = -\overline{\rho u'_i u'_j} \frac{\partial U_i}{\partial x_j} - \rho \overline{\beta u'_j T'} g_i, \quad (2.15)$$

Para el modelo $k-\varepsilon$ de alto número de Reynolds, las constantes tienen los siguientes valores:

$$C_{1\varepsilon} = 1,44, \quad C_{2\varepsilon} = 1,92, \quad C_\mu = 0,09, \quad \sigma_k = 1,0, \quad \sigma_\varepsilon = 1,3, \quad (2.16)$$

y las funciones toman los valores:

$$f_\mu = 1,0, \quad f_1 = 1,0, \quad f_2 = 1,0, \quad D = 0,0, \quad E = 0,0, \quad (2.17)$$

Con este método se debe usar funciones de pared hidráulicas y térmicas [40] para proporcionar las condiciones de borde de las ecuaciones mientras que para el modelo $k-\varepsilon$ de bajo número de Reynolds, las ecuaciones de transporte sí pueden ser integradas hasta la pared. En este modelo se ajustan las constantes y se aplican funciones de amortiguación para poder capturar el efecto de las paredes [40]. Los valores de las

constantes y las funciones entre otros detalles de este modelo se pueden ver en [29, 40].

Además de los modelos $k - \varepsilon$ de alto número de Re con funciones de pared y de bajo número de Re , están los modelos de esfuerzos de Reynolds, en los que se resuelven ecuaciones de transporte para el tensor de esfuerzos de Reynolds y para la tasa de disipación de energía turbulenta ε . Adicionalmente, para los flujos boyantes, el término de difusividad turbulenta se puede modelar o bien derivando y resolviendo una ecuación adicional de transporte de difusividad turbulenta, o empleando relaciones algebraicas para los flujos de calor turbulentos [40]. Una descripción detallada de este y otros modelos de turbulencia para flujos boyantes puede verse en [40] y [30].

2.4.1. Escalas características

Arpaci en 1986 [27] realiza un análisis completo de estas escalas en flujos boyantes y encuentra una dependencia de estas escalas con el número de Prandtl (Pr) y el calor total trasferido medido mediante el número adimensional de Nusselt (Nu). En su estudio, el número adimensional para la convección natural en todo el rango de números de Prandtl se define como:

$$\Pi_N = \frac{Pr}{1 + Pr} Ra \quad (2.18)$$

y el flujo de calor adimensional por convección natural tiene la forma:

$$Nu = f(\Pi_N) \quad (2.19)$$

La escala más pequeña, también llamada microescala térmica (η_θ), en un flujo boyante turbulento se relaciona con la fuerza boyante y la escala de longitud l , que depende de la geometría, mediante la expresión:

$$\frac{\eta_\theta}{l} \sim \left(\frac{1 + Pr}{Pr} \right)^{1/3} Ra^{-1/3} \sim \Pi_N^{-1/3}. \quad (2.20)$$

Además, es posible relacionar el número de Nusselt con el número adimensional 2.18, partiendo de la definición:

$$Nu = \frac{q_{conv}}{q_{cond}} = \frac{(q_{cond})_{Pared}}{q_{cond}} \quad (2.21)$$

y asumiendo que cerca de la pared, la conducción en un flujo boyante turbulento está caracterizado por el espesor de la subcapa boyante,

$$Nu = \frac{hl}{k} \sim \frac{k(\Delta T/\eta_\theta)}{k(\Delta T/l)} \sim \frac{l}{\eta_\theta}, \quad (2.22)$$

donde k es la conductividad térmica del fluido.

Combinando la ecuación 2.22 con la ecuación 2.20 y asumiendo que el calor transferido en un flujo boyante turbulento está controlado por la subcapa boyante, se obtiene:

$$Nu \sim \Pi_N^{1/3}, \quad (2.23)$$

Una deducción detallada de estas relaciones puede encontrarse en [27] y [28].

2.5. Método de Elementos Finitos

La solución por el Método de Elementos Finitos de las ecuaciones de Navier-Stokes para flujos incompresibles presenta dos importantes dificultades. En primer lugar, el carácter de las ecuaciones se torna predominantemente advectivo cuando el número de Reynolds crece. En segundo lugar, la condición de incompresibilidad no se comporta como una ecuación evolutiva, sino como una restricción sobre las variables del flujo. De esta manera sólo se pueden utilizar ciertas combinaciones de espacios de interpolación para los campos de velocidad y presión, las cuales satisfacen las llamadas condiciones de Brezzi-Babūška. En la formulación de Tezduyar et. al. [46] el término advectivo se estabiliza con el término SUPG, y la presión con el término PSPG. Una vez que las ecuaciones se discretizan espacialmente, el sistema de EDOs resultante se discretiza en el tiempo (utilizando por ejemplo, un esquema de Euler hacia atrás). En cada paso de tiempo, el sistema de ecuaciones no lineales resultantes se resuelve iterativamente [41].

A continuación se describe la formulación de elementos finitos utilizada para resolver numéricamente las ecuaciones 2.1, 2.2 y 2.3 junto con las condiciones definidas por las ecuaciones 2.5 a 2.6.

2.5.1. Ecuaciones de Navier-Stokes incompresible

Los espacios funcionales para las funciones de peso e interpolación se definen como:

$$\begin{aligned} S_u^h &= \{u^h | u^h \in (H^{1h})^{nd}, u^h = g^h \text{ en } \Gamma_g\} \\ V_u^h &= \{N^h | N^h \in (H^{1h})^{nd}, N^h = 0 \text{ en } \Gamma_g\} \\ S_p^h &= \{p^h | p^h \in H^{1h}\} \\ V_p^h &= \{q^h | q^h \in H^{1h}\} \end{aligned}$$

donde,

$$H^{1h} = \{\phi^h | \phi^h \in C^0(\overline{\Omega}), \phi^h|_{\Omega^e} \in P^1, \forall \Omega^e \in \mathcal{E}\}$$

es el espacio de Sobolev, P^1 es el conjunto de polinomios de primer orden, nd es la

dimensión del dominio físico $\Omega = \cup \Omega^e$, \mathcal{E} representa la partición discreta del dominio, siendo Ω^e la parte de esta partición correspondiente al elemento e .

La formulación SUPG-PSPG de 2.1 y 2.2 se escribe como:

Encontrar $u^h \in S_u^h$ y $p^h \in S_p^h$ satisfaciendo

$$\begin{aligned}
 & \int_{\Omega} N^h \cdot \rho \left(\frac{\partial u^h}{\partial t} + u^h \cdot \nabla u^h \right) d\Omega + \int_{\Omega} \epsilon(N^h) : \sigma^h d\Omega + \\
 & \underbrace{\sum_{e=1}^{nel} \int_{\Omega} \delta^h \cdot \left[\rho \left(\frac{\partial u^h}{\partial t} + u^h \cdot \nabla u^h \right) - \nabla \cdot \sigma^h \right] d\Omega}_{(SUPG)} + \\
 & \underbrace{\sum_{e=1}^{nel} \int_{\Omega} \epsilon^h \cdot \left[\rho \left(\frac{\partial u^h}{\partial t} + u^h \cdot \nabla u^h \right) - \nabla \cdot \sigma^h \right] d\Omega}_{(PSPG)} + \\
 & \sum_{e=1}^{nel} \int_{\Omega} \tau_{CONT} \nabla \cdot N^h \rho \nabla \cdot u^h d\Omega + \int_{\Omega} q^h \nabla \cdot u^h d\Omega - \\
 & - \int_{\Gamma_h} N^h \cdot h^h d\Gamma - \int_{\Gamma_{wall}} N^h \cdot h_{wall}^h d\Gamma = 0 \quad \forall N^h \in V_u^h, \forall q^h \in V_p^h
 \end{aligned} \tag{2.24}$$

donde los parámetros de estabilización se definen como:

$$\begin{aligned}
 \delta^h &= \tau_{SUPG} (u^h \cdot \nabla) N^h \\
 \epsilon^h &= \tau_{PSPG} \frac{1}{\rho} \nabla q^h \\
 \tau_{PSPG} &= \tau_{SUPG} = \frac{h_{elem}}{2 \|u^h\|} z(Re_u) \\
 \tau_{CONT} &= \frac{h_{elem}}{2} \|u^h\| z(Re_u)
 \end{aligned} \tag{2.25}$$

siendo Re_u el número de Reynolds basado en los parámetros del elemento,

$$Re_u = \frac{\|u^h\| h_{elem}}{2\nu} \tag{2.26}$$

donde h_{elem} es la longitud del elemento en la dirección del flujo y la función $z(Re)$ se define como:

$$z(Re) = \begin{cases} Re/3, & 0 \leq Re < 3, \\ 1, & 3 \leq Re \end{cases} \tag{2.27}$$

2.5.2. Ecuación de transporte de energía

Los espacios funcionales para las funciones de peso e interpolación se definen en forma similar,

$$S_T^h = \{T^h | T^h \in H^{1h}, T^h = T_s^h \text{ en } \Gamma_s\}$$

$$V_T^h = \{w^h | w^h \in H^{1h}, w^h = 0 \text{ en } \Gamma_s\}$$

y la formulación para la ecuación 2.3 se escribe como:

Encontrar $T^h \in S_T^h$ tal que se satisfaga,

$$\begin{aligned} & \int_{\Omega} \tilde{w}^h \rho C_p \left(\frac{\partial T^h}{\partial t} + u^h \cdot \nabla T^h - S \right) d\Omega + \int_{\Omega} \nabla w^h k \nabla T^h d\Omega + \\ & + \int_{\Gamma_c} w^h h_{film} (T^h - T_{\infty}) d\Gamma - \int_{\Gamma_q} w^h q d\Gamma = 0 \quad \forall N^h \in V_u^h, \forall w^h \in V_T^h \end{aligned} \quad (2.28)$$

donde la función de peso en SUPG y los parámetros de estabilización se definen como [41]:

$$\begin{aligned} \tilde{w}^h &= w^h + P^h \\ P^h &= \tau u^h \nabla \cdot w^h \\ \tau &= \frac{h_{elem}}{2 \|u^h\|} \psi(Pe_T) \\ \psi(Pe_T) &= coth(Pe_T) - \frac{1}{Pe_T} \\ Pe_T &= \frac{u h_{elem}}{2 \frac{k}{\rho C_p}} \end{aligned} \quad (2.29)$$

En este trabajo se usó $\theta = 1/2$ (Crank-Nicolson) para la ecuación de momento y $\theta = 1$ (Backward Euler) para la ecuación de energía. Los detalles de este esquema pueden encontrarse en [47]. El sistema lineal de ecuaciones resultante, se resuelve mediante el método iterativo GMRES con un bloque preconditionador tipo ILU por bloques. Este método hace parte de las bibliotecas de paralelización PETSc y MPI, las cuales son utilizadas en el código Par-GPFEP [48]. Teniendo en cuenta que la resolución de las ecuaciones gobernantes para flujos boyantes en los casos particulares que se estudiaron en este trabajo y que se detallan en los capítulos siguientes, requieren de tiempos de cálculo del orden de varias semanas, para el poder de cómputo disponible, se desarrolló una herramienta numérica con el objetivo de reducir los tiempos de cálculo y facilitar el proceso de diseño en un transformador tipo ONAN. Esta herramienta numérica consiste en plantear un modelo 2D capaz de reproducir los fenómenos más relevantes del proceso de refrigeración en la geometría específica estudiada.

El modelo que se propone se obtiene mediante la integración de las ecuaciones de conservación de continuidad, momento y energía. Esta integración se realiza considerando conocidas las dependencias de la velocidad y temperatura en función de la tercera

coordenada (coordenada de integración). Este tipo de enfoque ha sido empleado por otros autores como Kuwahara et. al. [39] y con esta herramienta se busca extender este procedimiento a la ecuación de transporte de energía acoplada a la de momento para el estudio de flujos convectivos. Si bien se han logrado resultados alentadores con este modelo, actualmente está sujeto a mejoras y verificaciones y se incluye como apéndice de la tesis. Los detalles de la deducción y obtención del modelo de homogenización junto con algunos resultados preliminares se encuentran en el apéndice A.

2.6. Técnicas experimentales de medición de velocidad

Los problemas relacionados con aplicaciones industriales reales son complejas, realizar experimentos en condiciones realistas que reproducen la física de un determinado problema no es una tarea fácil. Es así como se puede observar que existe una menor cantidad de trabajos experimentales en la literatura que trabajos numéricos. La mayoría de los artículos científicos experimentales tratan con geometrías sencillas en las que se pueden observar flujos laminares y turbulentos. Muchos de los trabajos numéricos se ven limitados por la escasa fuente de resultados experimentales que permitan validar distintas técnicas numéricas. Debido a que en este trabajo hay una fuerte componente experimental, esta sección está dedicada a resumir algunas técnicas de medición de velocidades experimentales que son frecuentemente utilizadas para la obtención de campos de velocidades.

2.6.1. Técnicas de medición de velocidad

Entre las técnicas de medición de velocidad, las más utilizadas son: anemometría de hilo caliente, láser Doppler y velocimetría por imágenes de partículas (PIV). Las dos primeras, miden velocidad en un punto o en una región muy puntual del flujo, mientras que la última mide el campo de velocidades en una región bidimensional determinada. Debido a que nuestro interés es medir campos de velocidades, en este trabajo se utilizó la técnica PIV.

2.6.2. Velocimetría por imágenes de partículas (PIV)

Esta técnica, mayormente conocida como PIV por sus siglas en inglés (Particle Image Velocimetry), es un sistema de medición de campos de velocidades. Un sistema típico de PIV consta de varios subsistemas. En la mayoría de las aplicaciones se agregan al fluido partículas trazadoras que son iluminadas en un plano del flujo al menos dos veces en un intervalo de tiempo corto. La luz dispersada por las partículas es grabada

en una imagen o en una secuencia de imágenes. El desplazamiento de las imágenes de partículas entre pulsos de luz se determina evaluando esta secuencia de imágenes. Por lo que un último subsistema sería el posprocesamiento de las imágenes para calcular las velocidades.

La figura 2.1 muestra un arreglo experimental típico de PIV en un tunel de viento. En esta figura se pueden observar todos los componentes involucrados en esta técnica. El plano de iluminación se genera mediante un láser pulsado y óptica adecuada para generar un haz plano. El tiempo entre pulsos de iluminación depende de la velocidad media del flujo. En esta técnica las partículas deben seguir la velocidad local del flujo en cada intervalo de tiempo. Las imágenes se graban mediante una cámara fotográfica y se almacenan en una PC para su posterior posprocesamiento.

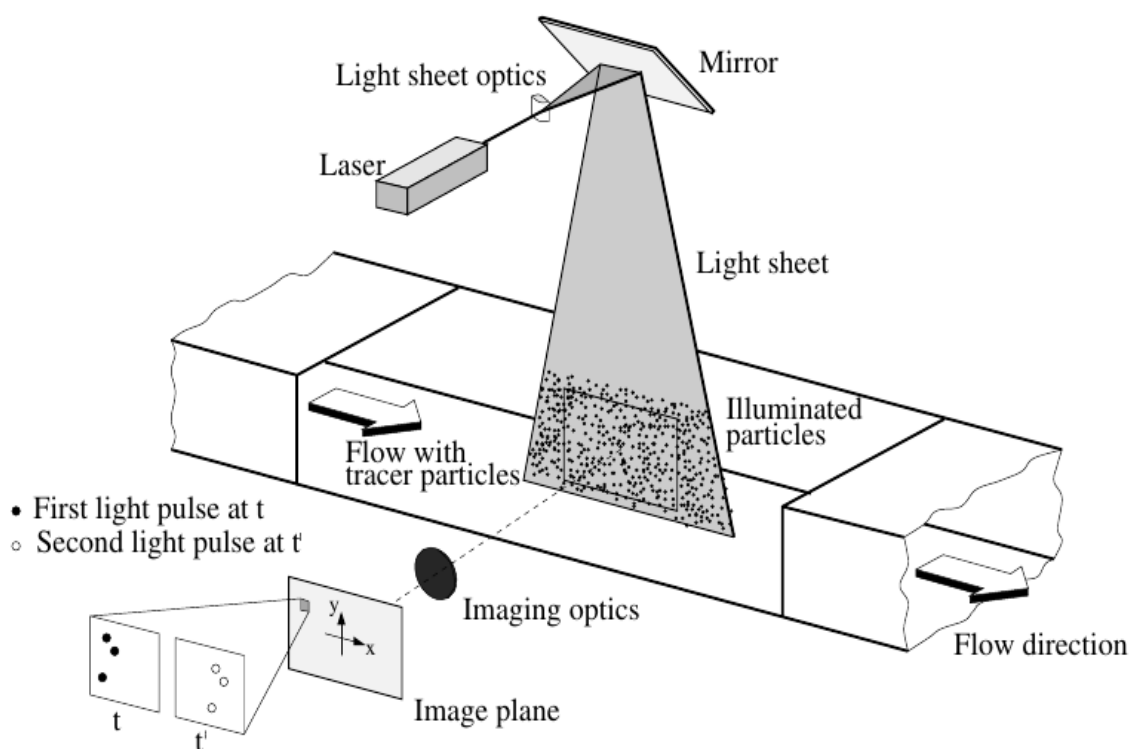


Figura 2.1: Esquema general de un sistema de medición de velocidades con la técnica PIV [1].

Este posprocesamiento consiste en dividir cada imagen obtenida en subimágenes denominadas ventanas o áreas de interrogación. El cálculo de el vector desplazamiento local para una determinada área de interrogación, se realiza mediante métodos estadísticos (auto-correlación o correlación cruzada) usando imágenes obtenidas en pulsos de iluminación consecutivos. En esta técnica, se supone que todas las partículas dentro de un área de interrogación se mueven de manera homogénea entre los dos pulsos de iluminación. La proyección del vector velocidad local del flujo (vector velocidad de dos componentes) en el plano de medición (región iluminada) se calcula teniendo en cuenta el intervalo de tiempo entre imágenes consecutivas y la magnificación de la imagen. Este

proceso se repite en todas las áreas de interrogación de todas las imágenes o secuencia de imágenes obtenidas en el proceso de grabación. Actualmente existen cámaras CCD de alta velocidad y resolución que pueden alcanzar una frecuencia de adquisición de imágenes en el rango de los KHz. De este modo, con esta técnica se puede medir un rango amplio de velocidades. Esta técnica es indirecta, en el sentido de que mide la velocidad de las partículas en lugar de la velocidad del fluido. Por ello, la principal fuente de error del método es la influencia de las fuerzas gravitacionales si la densidad del fluido y la densidad de las partículas no coinciden. Se ha estudiado ampliamente el tamaño y la densidad de las partículas trazadoras para distintas aplicaciones de PIV. Se ha demostrado que son mayores las dificultades para encontrar partículas adecuadas cuando se trata de flujos de gas que cuando se trata de líquidos. Para flujos de líquidos, la condición de que la diferencia entre densidad del fluido y la de las partículas sea la mínima no es tan severa. Se encuentran con frecuencia partículas sólidas con buenas propiedades fluido mecánicas. De hecho existen estudios experimentales de eficiencia de partículas de distintos materiales para medir velocidades en flujos de aceite y agua. En [1] puede encontrarse una lista de distintos tipos de materiales y su diámetro medio usados como partículas trazadoras que funcionan más eficientemente para medir velocidades en flujos líquidos.

El tiempo que tarda una partícula en alcanzar la velocidad del fluido se puede calcular a partir de la ley de arrastre de Stokes, y está dado por:

$$\tau_s = d_p^2 \frac{\rho_p}{18\mu} \quad \left(\sim \frac{d^2}{\nu} \right) \quad (2.30)$$

donde d_p es el diámetro de la partícula trazadora, ρ_p es su densidad, y ν es la viscosidad dinámica del fluido. Si bien la expresión 2.30, se aplica para el caso donde la densidad de la partícula es mucho mayor a la del fluido y la aceleración del fluido es constante, esta expresión se usa como una buena estimación del tiempo de respuesta para cualquier caso [1].

El objetivo no es hacer una descripción detallada del proceso de correlación cruzada, pues no es el objetivo de la tesis, sino realizar una descripción general del proceso. Los detalles del proceso estadístico pueden encontrarse en [1].

Esta técnica está basada en el análisis de correlaciones entre imágenes que muestran la posición de pequeñas partículas o trazadores suspendidos en el fluido en tiempos consecutivos. El método es estadístico en el sentido de que se estudia la evolución de un conjunto de partículas en vez de partículas individuales. Típicamente las imágenes se dividen en ventanas que se correlacionan unas con otras (Ver Figura 2.2). Esta correlación cruzada es una función del vector desplazamiento \vec{d} . Esta función está dada por la siguiente expresión:

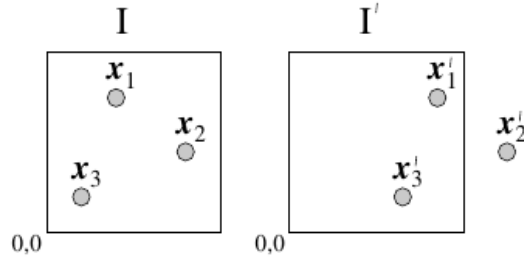


Figura 2.2: Campos de intensidades I e I' correspondiente a una ventana de interrogación de una imagen tomada a tiempo t y $t' = t + \Delta t$ respectivamente [1].

$$C(\vec{d}) = \int_{Ventana} I_t(\vec{r} + \vec{d}) I_{t+\Delta t}(\vec{r}) d\vec{r} \quad (2.31)$$

donde $I_t(X)$ y $I_{t+\Delta t}(X)$ son los niveles de intensidad de una dada ventana de interrogación en dos cuadros consecutivos a t y $t + \Delta t$ respectivamente. El valor de \vec{d} para el cual la función C tiene su máximo valor está asociado al desplazamiento del patrón de partículas en un intervalo de tiempo entre cuadros consecutivos (Ver Figura 2.3).

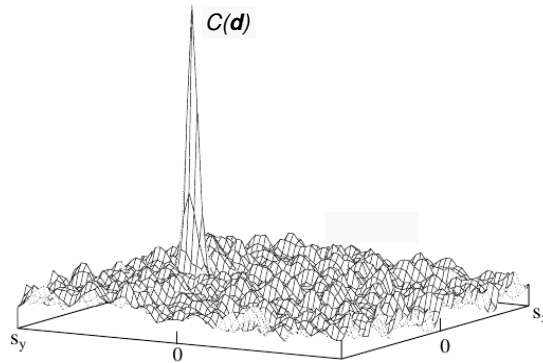


Figura 2.3: Composición de picos en la función de correlación cruzada [1].

La velocidad media del conjunto de partículas de una ventana dada se determina mediante la relación:

$$\vec{V}(\vec{R}) = \frac{\vec{d}}{\Delta t} \quad (2.32)$$

donde \vec{R} es el centro de la ventana [49].

Para nuestro caso particular, se modificaron algunos de los subsistemas que conforman el sistema PIV. En primer lugar cabe resaltar que se realizaron mediciones preliminares con el objetivo de determinar el tipo de partículas más adecuado para el tipo de fluido estudiado, también para determinar las condiciones de iluminación óptimas y los requerimientos de velocidad de adquisición de imágenes de acuerdo al

orden de velocidades típicos en el flujo estudiado.

De acuerdo a lo mencionado anteriormente, las partículas con mejor desempeño, en cuanto al tamaño y dispersión de luz fueron partículas de vidrio de tamaño medio de $11\ \mu\text{m}$. Adicionalmente debido a las bajas velocidades encontradas, no fue necesario adquirir imágenes a muy alta velocidad, ni usar una fuente láser pulsada. En su lugar, se usó un láser en modo continuo de longitud de onda de 532 nm y 400 mW de potencia. La metodología detallada de los distintos experimentos que se realizaron en el trabajo se pueden ver en la sección 3.4 y en la sección 5.4. Adicionalmente, en el Apéndice B, se describen los detalles del posprocesamiento de las imágenes y vídeos adquiridos durante las mediciones.

Capítulo 3

Convección Natural en una Cavidad

*“Todo lo que somos es el resultado de lo que hemos pensado;
está fundado en nuestros pensamientos y hecho de nuestros
pensamientos”*

— Buda Gautama

3.1. Resumen

La gran mayoría de estudios numéricos y experimentales de convección natural en una cavidad emplean como fluido de interés agua o aire cuyas propiedades físicas pueden considerarse constantes. De este modo, poco se sabe del comportamiento del fluido cuando se trata de uno con propiedades físicas variables, como es el caso del aceite mineral YPF64, muy utilizado en transformadores de distribución.

En este capítulo se lleva a cabo un estudio numérico y experimental del flujo laminar por convección natural en una cavidad cúbica con el objetivo principal de observar y cuantificar los efectos de la viscosidad variable en el patrón de flujo y en el flujo de calor que se transfiere en dicha cavidad. Adicionalmente, y como objetivo secundario, se quiere verificar el código PARGPFEF con un caso sencillo de convección natural. El fluido es un aceite dieléctrico usado para la refrigeración de transformadores eléctricos de distribución. Como la mayoría de los líquidos, este aceite presenta una fuerte dependencia de la viscosidad con la temperatura. La cavidad cúbica de interés tiene impuesta una diferencia de temperaturas entre dos paredes verticales opuestas, mientras que las paredes restantes se encuentran aisladas térmicamente. Las dimensiones de la cavidad son de 0.1 m x 0.1 m x 0.1 m. Fueron analizados cuatro números de Rayleigh característicos que varían de $1,7 \times 10^8$ a $6,3 \times 10^8$. El estudio numérico se llevó a cabo mediante la aplicación del método de Elementos Finitos para resolver las ecuaciones tridimensionales de Navier-Stokes y del calor usando el código Par-GPFEP (ver sección

2.5 del capítulo 2). En la sección 3.4 se describe el dispositivo experimental desarrollado para validar los resultados numéricos y la metodología experimental utilizada. El campo de velocidades fue visualizado y medido mediante la técnica PIV. Los perfiles de temperatura en el eje medio vertical del plano medio de la cavidad fueron medidos y comparados con los resultados numéricos. Esta comparación mostró que los resultados numéricos obtenidos son consistentes con las mediciones realizadas experimentalmente.

El estudio numérico-experimental mostró características básicas del flujo y de la transferencia de calor para este problema particular de convección natural en una cavidad cúbica de un fluido con viscosidad variable. Se encontró que la viscosidad variable causa una ligera asimetría en el patrón de flujo, la que disminuye conforme aumenta el número de Ra . Además se encontró que el flujo convectivo es estable en todo el rango de números de Ra estudiado, comportamiento que difiere de lo reportado en la literatura por [21, 22]. Esta diferencia sugiere que el número de Ra calculado usando un valor de viscosidad a una temperatura de referencia basada en el promedio de las temperaturas de las paredes isotérmicas, puede no ser representativo del flujo en todo el dominio. En este caso las propiedades variables del fluido podrían estar actuando como un factor que estabiliza al flujo retrasando la transición a la turbulencia.

3.2. Descripción del problema

El problema de convección natural en una cavidad cúbica es un benchmark que se usa con frecuencia para validar códigos CFD, no sólo por su simplicidad geométrica sino también por su interés ingenieril. Entre las aplicaciones ingenieriles más destacadas están: las ventanas de vidrio doble, los colectores solares y la refrigeración de dispositivos termohidráulicos, entre otros [[2], [19]]. El caso estudiado más simple, es el de la cavidad cúbica o cuadrada con dos paredes laterales opuestas a diferentes temperaturas y las paredes restantes adiabáticas (A esta configuración la llamaremos de ahora en adelante configuración CC).

Muchos de los estudios relacionados a la cavidad cuadrada con flujo bidimensional, que se pueden encontrar en la literatura, cubren un amplio rango de números de Rayleigh (Ra) que va de 10^3 a 10^{16} . El primer reporte de un benchmark para esta configuración es probablemente el trabajo de De Vahl Davis [16], quien presentó resultados del flujo por convección natural en estado estacionario en una cavidad cuadrada a un número de Prandtl (Pr) de $Pr = 0,71$ y números de Rayleigh entre 10^3 y 10^6 . Una gran cantidad de autores han extendido este rango usando diferentes técnicas experimentales y numéricas (e.g. [17]). Mucho del trabajo relacionado a la cavidad cuadrada ha sido recopilado y referenciado por Arpino et. al. [18] quienes además propusieron un nuevo benchmark para la cavidad cuadrada extendiendo el rango de números de Rayleigh de $Ra = 10^7$ a 10^8 , sus resultados fueron validados con resultados numéricos

y experimentales de otros autores (e.g. [50]).

En contraste, el problema 3D del flujo por convección natural en una cavidad cúbica ha sido menos estudiado. Por un lado porque el costo computacional se vuelve más elevado, particularmente cuando se incrementa el número de Rayleigh, y por otro lado los estudios experimentales en esta configuración son muy escasos por lo que es difícil validar resultados numéricos. Uno de los primeros estudios experimentales fue presentado por Hiller et. al. [31]. En este trabajo experimental se estudió una cavidad cúbica, la cual contenía una solución de glicerina-agua y cubría un rango de números de Rayleigh de 10^4 a 10^7 . En este trabajo se observaron campos de temperatura y líneas de corriente del flujo. Ellos encontraron discrepancias con los resultados numéricos de otros autores. Los autores atribuyeron estas diferencias al hecho de que en el modelo numérico no se tuvo en cuenta la variación de la viscosidad con la temperatura. Más recientemente, en [51], [34] y [52] se estudió la cavidad cúbica en una configuración diferente: con dos paredes opuestas calefaccionadas a distintas temperaturas y las paredes restantes con una variación lineal de la temperatura desde la temperatura de la pared fría a la caliente. Los autores en dichos trabajos, además estudiaron el efecto del ángulo de inclinación de la cavidad respecto de la fuerza de gravedad. Sin embargo, ellos remarcan el hecho de que la configuración (CC) no es físicamente realizable. El razonamiento detrás de esta afirmación es que en una cavidad llena de aire, las pérdidas de calor a través de las paredes son especialmente críticas debido a la baja conductividad del aire, que en comparación con la pared aislada es del mismo orden.

Con respecto a los estudios numéricos, el trabajo más reciente hasta donde sabemos, es el de Mallinson et. al. [23]. Ellos estudiaron el flujo tridimensional en una caja, variando sus dimensiones, y los números de Rayleigh y Prandtl, analizando cómo la tridimensionalidad de flujo es afectada por estos tres parámetros. La mayoría de los estudios numéricos se centran en el aire como fluido de interés, considerando, por lo tanto sus propiedades constantes y un rango de números de Rayleigh desde 10^3 hasta 10^7 . Algunos ejemplos son los trabajos [53], [54], [24], [25], [26]. En todos ellos se usó este benchmark (CC) para validar diferentes técnicas numéricas. Pepper et. al. [55] realizó un resumen de distintos estudios numéricos de tres problemas de referencia distintos, uno de ellos es la cavidad de aire propuesta por Leong et. al. [51], en un rango de números de Rayleigh de 10^5 a 10^8 . Esta configuración es conveniente no sólo desde el punto de vista experimental, sino también numérico, debido a que se vuelve inestable a números de Rayleigh más bajos. Esto permite obtener soluciones numéricas inestables sin la necesidad de una resolución espacial muy alta [56].

Por otro lado, algunos autores estudiaron los efectos de las propiedades variables en el flujo laminar por convección natural en una cavidad. Yamasaki et. al. [57], estudió los efectos de la dependencia de la viscosidad con la temperatura en un tubo vertical. Encontró que la velocidad media y el calor total transferido se incrementa cuando se

considera esta variación de la viscosidad. Hyun et. al. [58] realizó un estudio numérico en una cavidad cuadrada en la configuración CC considerando un fluido cuya viscosidad depende de la temperatura a un número de Rayleigh de $3,5 \times 10^4$ y $3,5 \times 10^5$, encontrando que la viscosidad variable incrementa la transferencia de calor en la cavidad. Emery et. al. [59] estudió los efectos de la conductividad y viscosidad dependiente de la temperatura para números de Prandtl de 0.01 a 1.0 y $Ra \leq 10^6$. En su trabajo, la viscosidad y la conductividad se incrementan con la temperatura. Ellos encontraron que los campos de temperatura y de velocidad se afectan con las propiedades variables mientras el calor total transferido no resulta tan sensible a las propiedades variables.

En el presente trabajo presentamos un estudio numérico y experimental del flujo por convección natural en una cavidad cúbica en la configuración CC. El fluido utilizado en el experimento es un aceite dieléctrico usado para la refrigeración de equipos eléctricos, específicamente aceite YPF64, el cual se usa frecuentemente en transformadores de distribución tipo ONAN (oil-natural, air-natural por sus siglas en inglés). Este tipo de aceite presenta una fuerte variación de la viscosidad en el rango de temperaturas estudiado. Para determinar los efectos de esta variación tanto en la dinámica del fluido como en la transferencia térmica del sistema, se estudian cuatro casos variando el número de Rayleigh de $1,7 \times 10^8$ a $6,3 \times 10^8$ cambiando las temperaturas de pared fría y caliente. Si bien la transición a régimen turbulento se inicia entre Ra de 10^8 a 10^9 [[21], [22]] en el presente trabajo no se utilizó ningún modelo de turbulencia dado que tanto en el caso numérico como experimental se obtuvieron patrones de flujo laminar estacionario. Aunque existen varios estudios relacionados con el flujo en una cavidad cuadrada en esta misma configuración, la información disponible en la literatura para flujo 3D en cavidades cúbicas con propiedades variables del fluido, es limitada. No se encontró en la literatura disponible, mediciones experimentales que permitieran validar los resultados numéricos de este estudio. Para ello se desarrolló un dispositivo experimental con el objeto de comparar los resultados de las simulaciones.

3.2.1. Geometría

Consideramos una cavidad cúbica de alto, ancho y largo L como se ilustra en la Fig. 3.1. Las paredes verticales izquierda y derecha son ambas isotérmicas con temperaturas T_c y T_h ($T_h > T_c$) respectivamente. Las cuatro paredes restantes se encuentran térmicamente aisladas. El fluido de interés es un aceite mineral con viscosidad dependiente de la temperatura. Las propiedades físicas de este aceite son detalladas en la sección 3.2.2.

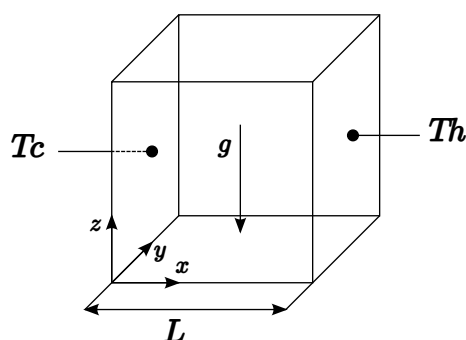


Figura 3.1: Descripción de la geometría de la cavidad y el sistema de coordenadas.

3.2.2. Características del fluido

El fluido de interés es un aceite mineral nafténico YPF64. Las propiedades físicas de este aceite mineral fueron provistas por Tubos Trans Electric S.A. y se encuentran detalladas en la Tabla 3.1.

Propiedad física		Valor
<i>Densidad</i> (kg/m ³)	ρ	880
<i>Conductividad térmica</i> (W/mK)	k	0.126
<i>Calor específico</i> (J/kgK)	C_p	1860
<i>Difusividad térmica</i> (m ² /s)	α	7.7×10^{-8}
<i>Coefficiente de expansión térmica</i> (K ⁻¹)	β	0.00075

Tabla 3.1: Propiedades físicas del aceite mineral YPF64.

Una característica de este aceite es la dependencia de la viscosidad con la temperatura. Debido a la escasez de especificaciones técnicas, relacionadas con las propiedades hidrodinámicas, para este tipo de aceite mineral, se midió la viscosidad del aceite dentro del rango de temperaturas de trabajo. Las mediciones de viscosidad se realizaron mediante un viscosímetro programable Brookfield DV-II+ Pro de tipo cono/placa. Para proporcionar una variación de temperatura controlada, se empleó un controlador de baño térmico HAAKE D8 acoplado al viscosímetro. Las mediciones de viscosidad para este aceite se pueden observar en la Fig. 3.2.

La Figura 3.2 muestra los datos experimentales obtenidos su función de ajuste en escala logarítmica. Se encontró que las viscosidad varía con la temperatura de acuerdo a la siguiente función:

$$\log(\mu(T)) = B - A \log(T), \quad (3.1)$$

donde $A = 9,55 \pm 0,23$, $B = 50,24 \pm 1,33$, para μ expresado en kg/ms y la temperatura T en Kelvin.

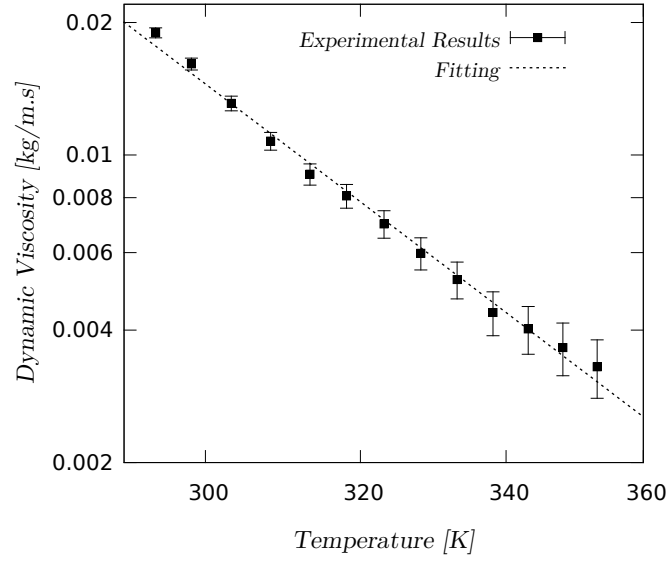


Figura 3.2: Curva característica de la viscosidad en función de la temperatura para el aceite mineral YPF64 en escala logarítmica.

3.3. Modelado Numérico

3.3.1. Ecuaciones gobernantes

El flujo dentro de la cavidad está gobernado por las ecuaciones de conservación de energía y momento para flujo incompresible (ecuaciones de Navier-Stokes), en donde se considera la aproximación de Boussinesq. La forma dimensional de estas ecuaciones está expresada como:

$$\rho_0[\partial_t u + (u \cdot \nabla)u] - \nabla \cdot [2\mu(T)\nabla^s u] + \nabla p = f \quad \text{en } \Omega, \quad t \in (0, T), \quad (3.2)$$

$$\nabla \cdot u = 0 \quad \text{en } \Omega, \quad t \in (0, T), \quad (3.3)$$

$$\rho_0 C_p [\partial_t T + (u \cdot \nabla)T] - k \nabla^2 T = 0 \quad \text{en } \Omega, \quad t \in (0, T), \quad (3.4)$$

donde u es el vector velocidad con componentes u_x , u_y y u_z . La fuerza boyante es $f = \rho_0 g [1 - \beta(T - T_0)]$, siendo ρ_0 la densidad a la temperatura T_0 . La fuerza boyante está escrita de forma tal que se evita la evaluación de la densidad a la temperatura local. $\nabla^s u = \frac{1}{2}[(\nabla u) + (\nabla u)^T]$ es el operador gradiente simétrico. Ω es el dominio n -dimensional donde se resuelve el problema en el intervalo de tiempo $(0, T)$. Se imponen condiciones de borde de no deslizamiento para la velocidad en todas las paredes.

$$u_x = u_y = u_z = 0 \quad \text{en} \quad \begin{cases} x = 0, & L, \\ y = 0, & L, \\ z = 0, & L. \end{cases} \quad (3.5)$$

Para la ecuación de energía, las paredes verticales izquierda y derecha tienen condiciones de borde de Dirichlet (3.6) con valores constantes T_h y T_c , mientras que en las cuatro paredes restantes se impone la condición de borde de Neumann nula (3.7).

$$\begin{aligned} T(L, y, z) &= T_h \quad \text{at} \quad x = L, \\ T(0, y, z) &= T_c \quad \text{at} \quad x = 0, \end{aligned} \tag{3.6}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial T}{\partial y} &= 0 \quad \text{at} \quad y = 0, L, \\ \frac{\partial T}{\partial z} &= 0 \quad \text{at} \quad z = 0, L. \end{aligned} \tag{3.7}$$

Si bien nos interesa la solución del problema en estado estacionario, el código resuelve el transitorio, con lo cual se puede observar las estructuras del flujo en estado transitorio. El tiempo necesario para alcanzar el estado estacionario es aproximadamente de una hora partiendo de condiciones iniciales constantes. Tales condiciones son: velocidad nula en todo el dominio y temperatura ambiente (20 °C) en todo el dominio excepto en las paredes isotérmicas.

3.3.2. Método de Solución

Se utilizó el método de Elementos Finitos para resolver las ecuaciones (3.2)-(3.4). En este trabajo se usó la aproximación de Galerkin Estándar con la adición de términos estabilizantes de acuerdo al método SUPG-PSPG (ver [46], [60]) descrito en la sección 2.5, usando el código Par-GPFEP (ver sección 2.5).

La ley exponencial 3.1 fue implementada en el código de resolución para tener en cuenta la variación de la viscosidad con la temperatura en el modelo. Dado que la viscosidad cinemática es el parámetro mayormente dependiente de la temperatura comparado con la conductividad térmica y el calor específico, en el rango de temperaturas estudiado [61], en este trabajo todas las propiedades térmicas del aceite son consideradas constantes excepto por la viscosidad.

Las temperaturas de pared y los respectivos números de Rayleigh y Prandtl para cada caso estudiado son presentados en la Tabla 3.2. Las propiedades del fluido están evaluadas a la temperatura de referencia $T_f = (T_h + T_c)/2$.

Se puede notar que para las temperaturas de pared del caso 1, la viscosidad dinámica varía de $\sim 0,007$ a $\sim 0,013$ kg/ms, resultando en una variación respecto del valor medio $(\Delta\mu/\bar{\mu})$, del $\sim 60\%$, esta variación de la viscosidad se incrementa con la diferencia de temperatura $T_h - T_c$, alcanzando una variación de aproximadamente el $\sim 103\%$ para el caso 4.

	T_h	T_c	Pr	Ra	$\Delta\mu/\bar{\mu}$
<i>Caso 1</i>	50	30	142.02	$1,7 \times 10^8$	60 %
<i>Caso 2</i>	60	30	122.08	$3,0 \times 10^8$	85 %
<i>Caso 3</i>	70	35	97.72	$4,4 \times 10^8$	95 %
<i>Caso 4</i>	80	40	78.62	$6,3 \times 10^8$	103 %

Tabla 3.2: Cantidades características en los cuatro casos estudiados.

3.3.3. Escalas características y tamaño de grilla

Con el fin de determinar el tamaño de grilla adecuado, se realizó una primera estimación del espesor de capa límite térmica y de momento (δ_θ , δ) usando la aproximación (3.8) basada en el número de Nusselt Nu 3.9 y la longitud característica l [43].

$$\delta_\theta \sim \frac{l}{Nu}, \quad (3.8)$$

$$Nu = 0,18 \left(\frac{Pr}{0,2 + Pr} Ra_L \right)^{0,29}, \quad (3.9)$$

$$Ra_L = \frac{g\beta(T_h - T_c)L^3}{\nu\alpha}, \quad (3.10)$$

$$Pr = \frac{\nu}{\alpha}, \quad (3.11)$$

suponiendo $\delta_\theta \sim \delta$. El número de Nusselt se estimó mediante una correlación empírica para convección natural en cavidades cerradas (3.9) (ver [62]). En nuestro caso, con un $Ra = 1,7 \times 10^8$ y $Pr = 142$, el valor de δ_θ es aproximadamente de $2,3 \times 10^{-3}$ m. Teniendo en cuenta estos espesores de capa límite, se construyeron y usaron tres grillas no uniformes con el fin de realizar un estudio de dependencia en grilla. La tabla 3.3 muestra la mínima discretización espacial h_{min} y la dependencia del calor total transferido en relación con el tamaño de la grilla. Se puede notar que la diferencia entre los números de Nusselt calculados numéricamente para los casos C y M es de aproximadamente el 3.4 % mientras que la diferencia entre los casos M y F es mucho menor, de aproximadamente el 0.07 %. Esto además se ve reflejado en la Figura 3.3, la cual presenta perfiles verticales de temperatura y velocidad en el plano medio de la cavidad, en estado estacionario, para los tres tamaños de grilla utilizados. La velocidad está presentada en forma adimensional utilizando la velocidad característica $U_0 = (g\beta L(T_h - T_c))^{1/2}$. Los resultados obtenidos con las mallas M y F son prácticamente independientes del tamaño de la grilla y además pueden reproducir las capas límite cerca de las paredes. Para los casos 3 y 4, dado los espesores de capa límite aproximados de $1,7 \times 10^{-3}$ m y $1,6 \times 10^{-3}$ m respectivamente, se empleó la malla F para mejorar la resolución espacial

cerca de las paredes.

Malla	Tamaño de grilla	\overline{Nu} (Pared Caliente)	\overline{Nu} (Pared Fría)	h_{min} (m)
C	$50 \times 50 \times 50$	35,04	35,13	$5,00 \times 10^{-4}$
M	$120 \times 120 \times 120$	36,27	35,97	$2,50 \times 10^{-4}$
F	$150 \times 150 \times 150$	36,27	36,20	$1,42 \times 10^{-4}$

Tabla 3.3: Dependencia del número de Nusselt con respecto al tamaño de grilla.

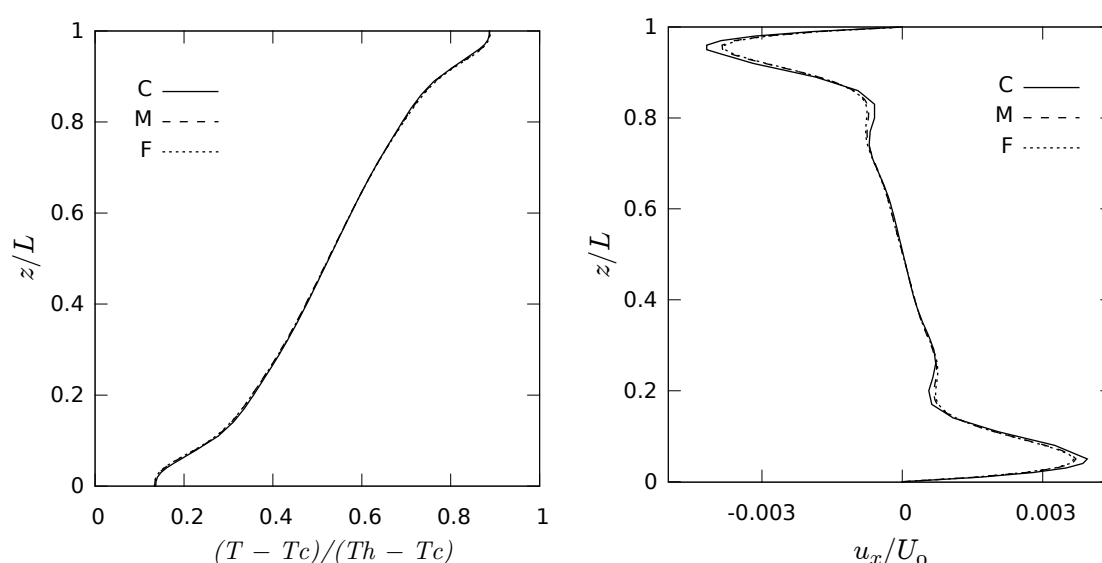


Figura 3.3: Perfiles verticales en el plano medio de la cavidad obtenido de las soluciones numéricas en estado estacionario usando tres mallas diferentes: C, M y F (ver Tabla 3.3). (a) Perfil de temperatura a $x = 0,5$, $y = 0,5$ (Plano medio), (b) componente x del perfil de velocidad a $x = 0,5$, $y = 0,5$.

3.4. Metodología de análisis experimental

El dispositivo experimental es una cavidad cúbica que encierra por completo el fluido de interés, en nuestro caso el aceite mineral YPF64. La cavidad está formada por dos paredes verticales opuestas de aluminio y cuatro paredes transparentes. La pared superior es de cristal acrílico de 4 mm de espesor y las tres paredes restantes de vidrio del mismo espesor. El espaciamiento entre paredes es de $100 \pm 0,5$ mm. La Figura 3.4 (Superior), muestra un esquema del dispositivo experimental.

La pared superior cuenta con dos aperturas de 4 mm de diámetro, una para la inserción del sensor de temperatura en forma transversal y otro para el tanque de expansión. Este tanque se utiliza para compensar los cambios de volumen debido a la expansión térmica del aceite y los materiales de la cavidad. Las paredes de aluminio

proporcionan las condiciones de temperatura constante de pared caliente y fría. La pared caliente es 24 mm de espesor y se calienta por medio de un calefactor eléctrico de cartucho marca Watlow FIREROD, de diámetro y longitud efectiva de calentamiento de 6,5 mm y 50 mm respectivamente. El calefactor fue insertado paralelo a la cara interna de la pared caliente a una distancia de 18 mm. La temperatura es controlada mediante un controlador de temperatura en modo PID marca Novus N480D. La potencia es determinada mediante la medición de la tensión instantánea aplicada al calefactor usando el valor rms. Con este valor de tensión de entrada y el valor de la resistencia eléctrica del calefactor se calcula la potencia eléctrica total aplicada al sistema. La pared fría es refrigerada por medio del flujo de una mezcla de agua-glicol proporcionada por un baño termostático. El fluido se hace pasar por un tubo de cobre enrollado soldado a una placa plana que está en buen contacto térmico con la pared de aluminio correspondiente a la pared fría. Dos transductores PT100 se insertan en las paredes fría y caliente para medir su temperatura.

La medición de la temperatura del aceite es muy compleja debido al acceso que se tiene al interior de la cavidad sin perturbar sensiblemente el flujo. Por eso se mide exclusivamente el perfil de temperatura vertical a lo largo del eje de simetría vertical central de la cavidad. Para obtener este perfil de temperaturas, se utilizó un termistor de 0,5 mm de diámetro. La sonda térmica, que consiste en el termistor dentro de un blindaje de vidrio que le brinda rigidez, fue caracterizada mediante un calibrador térmico Techne Tecal 650S, dando como resultado una precisión en la medición de temperatura de 0,5 °C. Las mediciones de temperatura fueron adquiridas mediante un módulo de adquisición de señal analógica de National Instruments NI 9219. Las mediciones del voltaje de entrada al calefactor fueron tomadas con un módulo de entrada analógica NI 9205 de forma indirecta usando divisor de tensión resistivo. Ambos módulos conectados a una PC. La cavidad fue recubierta con una capa de poliestireno expandido (también llamado Telgopor) de 20 mm de espesor proporcionando la aislación térmica de las paredes de la cavidad (ver Fig. 3.4 (Centro)). La conductividad térmica del telgopor es de aproximadamente $k_{wall} = 0,04 \text{ W/mK}$.

Si bien el dispositivo experimental fue rediseñado y modificado en varias oportunidades para tener mayor precisión en las mediciones realizadas y estabilidad en las condiciones de borde impuestas, no fue posible operar el mismo bajo condiciones estables por periodos prolongados (i. e. varias horas). Por eso, las mediciones de este perfil vertical de temperaturas fueron realizadas luego de un tiempo de estabilización correspondiente a una hora y moviendo la sonda a lo largo del eje de simetría vertical de la cavidad. Las mediciones se tomaron usando la configuración de aislación térmica como la que se muestra en la Figura 3.4 (Centro). Esta figura muestra un corte transversal de la cavidad recubierta con el material aislante. Se puede observar que todas las paredes excepto la pared fría están recubiertas con telgopor.

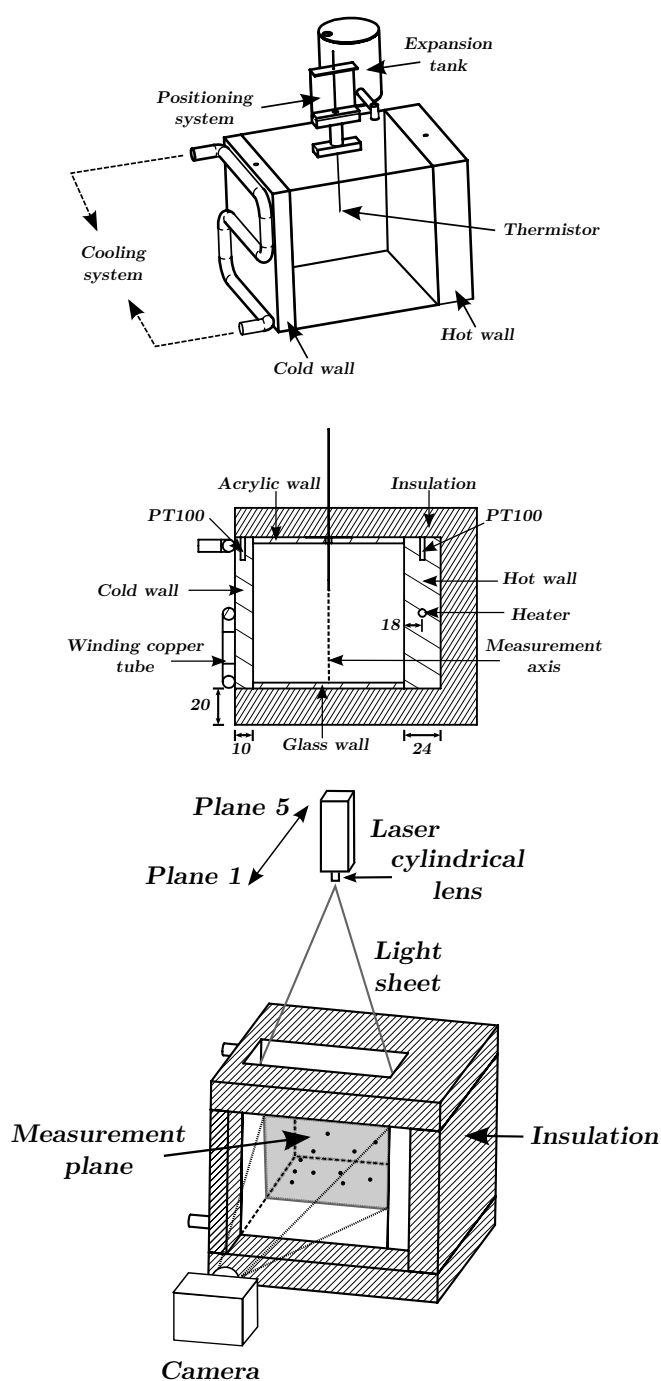


Figura 3.4: Esquema del dispositivo experimental de la cavidad cúbica. (Superior) Esquema de la cavidad, (Centro) Sección transversal de la cavidad con la aislación térmica. (Inferior) Configuración experimental para PIV. El plano láser es posicionado a diferentes distancias a partir de la ventana de visualización del flujo. El plano 1 es el más cercano a la ventana mientras que el plano 5 es el plano medio de la cavidad.

Para la obtención de los campos de velocidades se utilizó la técnica de Velocimetría por imágenes de partículas (PIV, por sus siglas en inglés). Una descripción detallada de esta técnica se puede encontrar en [63], [1] y [64] o bien en la sección 2.6.2 se hace una breve reseña de los aspectos básicos de esta técnica. La medición de los campos

de velocidades requiere de una configuración diferente, como la mostrada en la Figura 3.4 (Inferior), donde la pared frontal (Ventana de visualización) y la mitad de la pared superior (Ventana de iluminación) fueron descubiertas del material de aislación térmica. La primera fue necesaria para poder visualizar los campos de velocidades y la segunda, para proporcionar la iluminación.

La Fig. 3.4 (Inferior) muestra además el montaje experimental para hacer PIV en la cavidad cúbica. Debido a las bajas velocidades involucradas, aproximadamente del orden de $\sim 10^{-3}\text{m/s}$, se utilizó una cámara digital capaz de realizar capturas de hasta 5 frames por segundo (fps) y un láser en modo continuo fueron suficientes para obtener mediciones de campos de velocidades satisfactorias. Se utilizó un láser con una potencia nominal de 400 mW, una longitud de onda de 532 nm y un ángulo de apertura de 30° . Las imágenes fueron capturadas con una cámara digital Casio EX-FH25 en modo ráfaga. Para generar el plano de iluminación que a su vez constituye el plano de medición, se empleó una lente cilíndrica acoplada al láser.

Este plano puede localizarse a diferentes distancias desde la pared frontal (ventana de visualización) en dirección al plano medio de la cavidad. Se definieron 5 planos de medición. Los cuales fueron localizados en $y = 0,01\text{ m}$ (plano 1), $y = 0,02\text{ m}$ (plano 2), $y = 0,03\text{ m}$ (plano 3), $y = 0,04\text{ m}$ (plano 4) y $y = 0,05\text{ m}$ (plano 5), siendo $y = 0$ la ventana frontal. Usando notación adimensional, $y^* = y/L$, los planos se encuentran localizados en $y^* = 0,1, 0,2, 0,3, 0,4$ y $0,5$ respectivamente. El último corresponde al plano medio de la cavidad.

Partículas de vidrio huecas Sphericel de $10\text{ }\mu\text{m}$ de diámetro fueron utilizadas como trazadores. La cámara digital se ubica de forma frontal a la ventana de visualización de tal manera que se registra la luz dispersada por las partículas (ver Fig. 3.4 (Inferior)).

3.5. Resultados y discusión

3.5.1. Resultados Numéricos

Con el fin de estudiar la transferencia de calor y el patrón de flujo en el caso de un fluido con viscosidad variable, se realizaron simulaciones numéricas de los cuatro casos detallados en la Tabla 3.2 en donde la dependencia de la viscosidad con la temperatura está definida mediante la ecuación de ley potencial (3.1). Los resultados numéricos son posteriormente comparados con mediciones experimentales.

En la Figura 3.5 se muestra el patrón de flujo a diferentes tiempos del transitorio inicial y la distribución de temperaturas en el plano medio de la cavidad para el caso 1. Para los casos 2, 3 y 4 se muestran en la Figura 3.6, el patrón de flujo junto con la distribución de temperaturas para este mismo plano de la cavidad una vez logrado el estado estacionario.

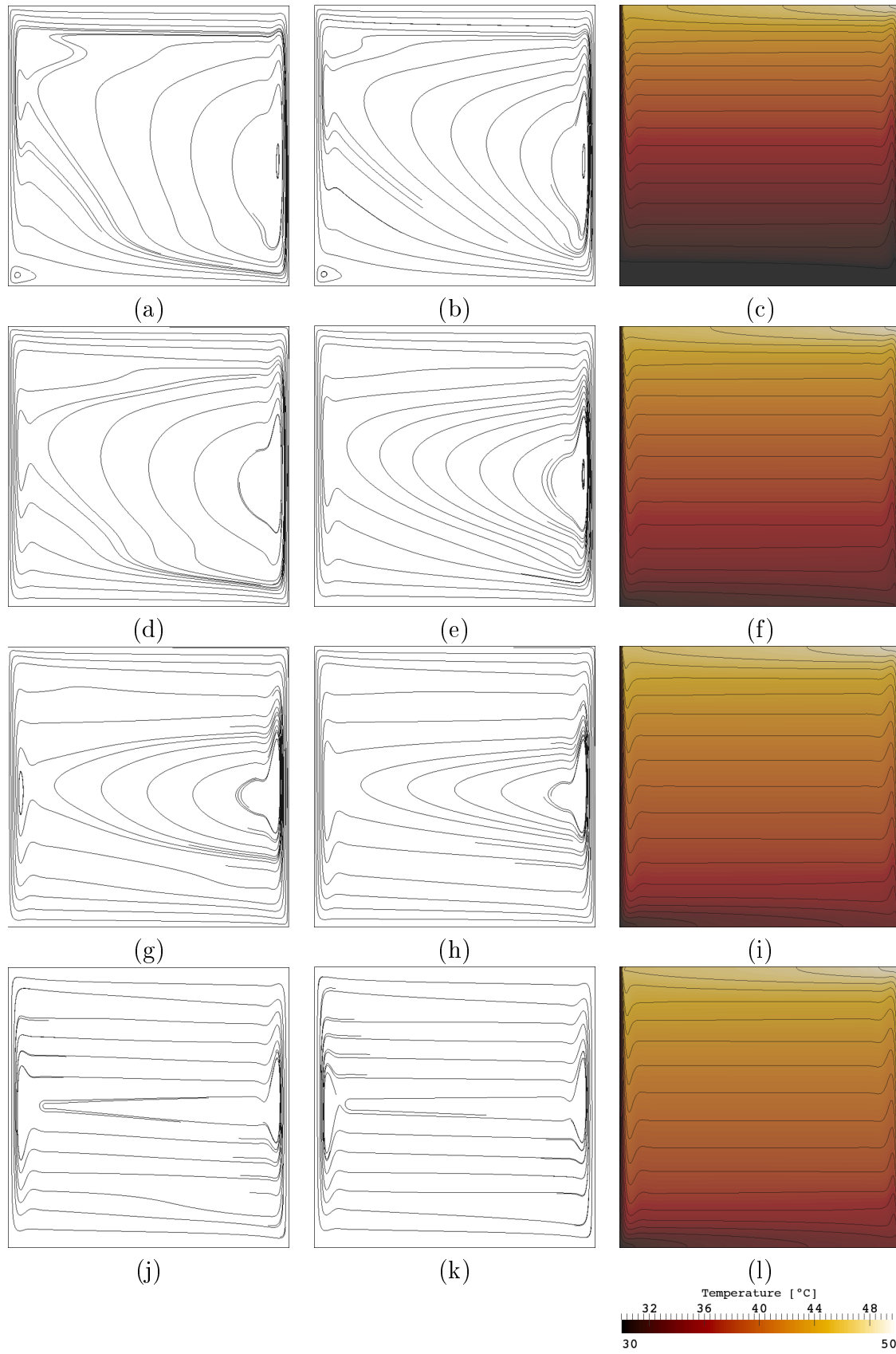


Figura 3.5: Líneas de corriente a diferentes tiempos del estado transitorio a $Ra = 1,7 \times 10^8$ hasta llegar al estado estacionario (Caso 1 Numérico). Plano 1 (izquierda), Plano medio (centro) y distribución de temperatura e isotermas en el plano medio (derecha). (a), (b), (c) $t = 1250s$, (d), (e), (f) $t = 2000s$, (g), (h), (i) $t = 3250s$, (j), (k), (l) $t = 4500s$ (solución en estado estacionario).

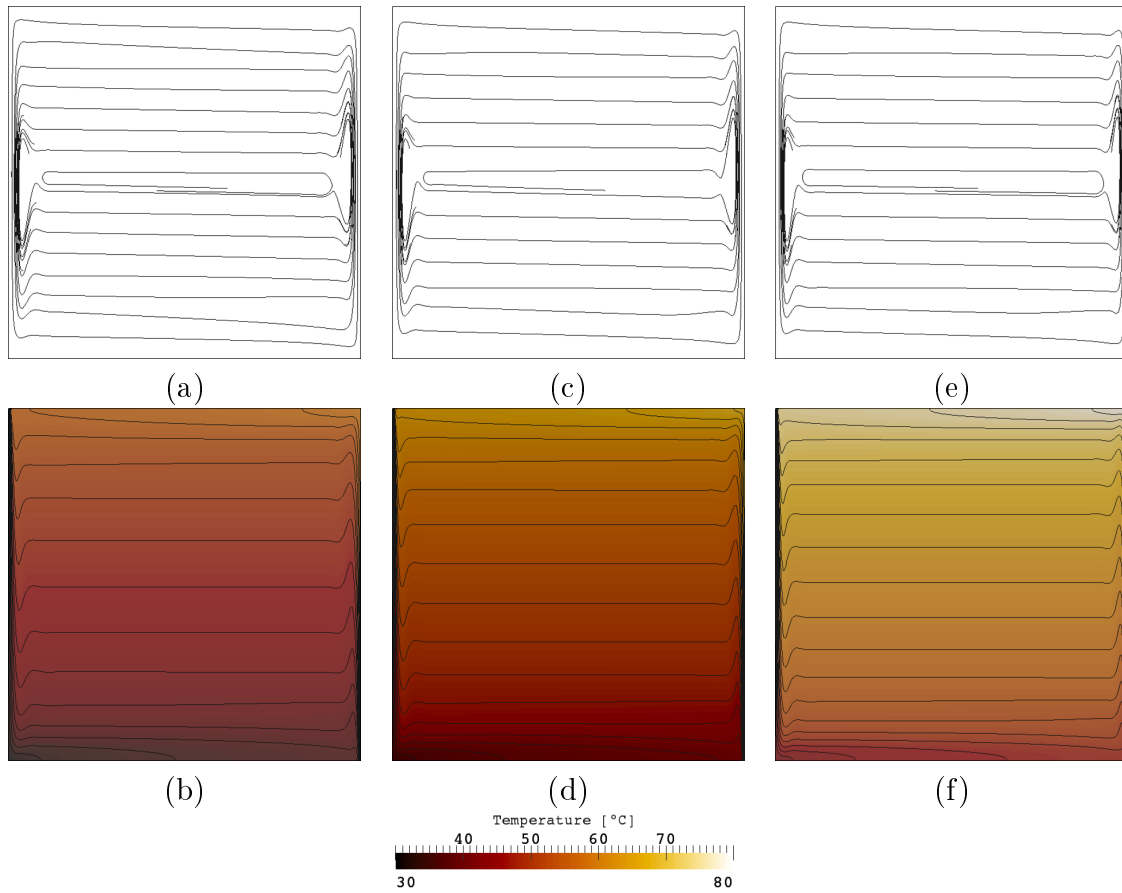


Figura 3.6: Líneas de corriente e isothermas en el plano medio vertical de la cavidad (Solución numérica en estado estacionario). Líneas de corriente (Arriba), Distribución de temperaturas e isothermas (fondo). (a),(b) caso 2, (c), (d) caso 3, (e), (f) caso 4.

En la Figura 3.5, cada patrón de líneas de corriente que observamos en la columna izquierda, corresponde al plano de medición más cercano a la ventana de visualización (Plano 1), los de la columna central corresponden al plano medio de la cavidad o Plano 5 y en la columna derecha se muestran los campos de temperatura para este mismo plano. Las líneas de corriente se obtienen como resultado de la proyección del campo de velocidades sobre el plano xy con el fin de obtener una mejor visualización y una comparación directa con los campos de velocidades 2D obtenidos de las mediciones.

A estos números de Rayleigh ($Ra \sim 10^8$), el flujo es esencialmente convectivo. El flujo circula en sentido antihorario y es producido por la fuerza boyante debido al gradiente de temperatura entre la pared caliente y fría. Debido a la distribución no uniforme de temperaturas, existen regiones con menor y mayor viscosidad. Como consecuencia, en algunas regiones de la cavidad, la capa límite es más gruesa y en otras más delgada.

Obsérvese que a $t = 1250s$ (ver Fig. 3.5 (a)-(c)), dos vórtices aparecen cerca de las esquinas superior e inferior izquierdas, los cuales son posteriormente disipados (ver Fig. 3.5 (d)-(i)). A medida que el tiempo se incrementa, puede verse la formación de un

vórtice central y elongado horizontalmente, que se localiza a media altura de la cavidad (ver Fig. 3.5 (g)-(h)). Así, cuando el proceso convectivo se encuentra desarrollado, el patrón de flujo a éstos números de Rayleigh, se caracteriza por la presencia de tres vórtices (ver Fig. 3.5 (k)). La mayor parte del caudal, es transportado por el vórtice central, el cual sigue la geometría de la cavidad. Los otros dos vórtices verticales y adyacentes a las paredes isotérmicas, constituyen un fenómeno de segundo orden. Con respecto al patrón de flujo, la principal diferencia que se puede encontrar entre el caso 1 y los casos 2 a 4, es el aspecto del núcleo del vórtice central. En el caso 1, este vórtice convectivo y elongado es asimétrico, siendo más ancho cerca de la pared caliente donde la viscosidad es menor y más delgado cerca de la pared fría donde la viscosidad es máxima. Esta asimetría decrece a medida que el número de Rayleigh se hace más grande, siendo prácticamente despreciable en el caso 4 (ver Fig. 3.6).

La asimetría causada por variaciones en la viscosidad del fluido ya se ha documentado en la literatura. En el trabajo de Hyun et. al. [58] se muestran líneas de corriente a distintos tiempos del transitorio inicial. Ellos encuentran que a $Ra = 3,5 \times 10^5$, las líneas de corriente se encuentran más concentradas cerca de la pared caliente que aquellas cerca de la pared fría, siendo el vórtice secundario cercano a la pared caliente más grande. En nuestro caso, a pesar de que la viscosidad presenta fuertes variaciones en todos los casos estudiados, la asimetría del núcleo del vórtice central es apenas apreciable. Esta diferencia es muy probablemente causada por el alto número de Ra .

En este trabajo, con números de Rayleigh en el rango de $1,7 - 6,3 \times 10^8$, las máximas velocidades se presentan cerca de las paredes caliente y fría. También existe una notable diferencia entre los espesores de capa límite cerca de las paredes verticales y horizontales. Esto es de esperarse ya que el movimiento del fluido es generado por mecanismos diferentes. Este comportamiento puede verse cuantitativamente mediante perfiles de velocidad verticales y horizontales tomados a lo largo de los ejes medios de los distintos planos de medición tal como se muestra en las Figuras 3.7 (a) y (b). Llamamos perfil horizontal al muestreo de la componente en z de la velocidad a lo largo de la dirección x sobre el eje medio horizontal de cada plano, y perfil vertical al muestreo de la componente en x de la velocidad a lo largo de la dirección z sobre el eje medio vertical de cada plano (ver los recuadros en Fig. 3.7 (a) y (b)). En esta figura puede verse una región central donde las velocidades son dos órdenes de magnitud menores que aquellas que se presentan cerca de las paredes, debido a la estratificación térmica. Puede verse además que mientras que los perfiles de la componente de velocidad vertical no se afectan por los efectos de borde debido a las paredes frontal y trasera de la cavidad (ver Fig. 3.7(a)), los perfiles verticales de velocidad (ver Fig. 3.7(b)) sí se ven afectados, mostrando claramente la naturaleza 3D del flujo.

Con respecto a los campos de temperatura, las Figuras 3.5 (l), 3.6 (b), 3.6 (d) y 3.6 (f) muestran la distribución de temperaturas y las isotermas en el plano medio

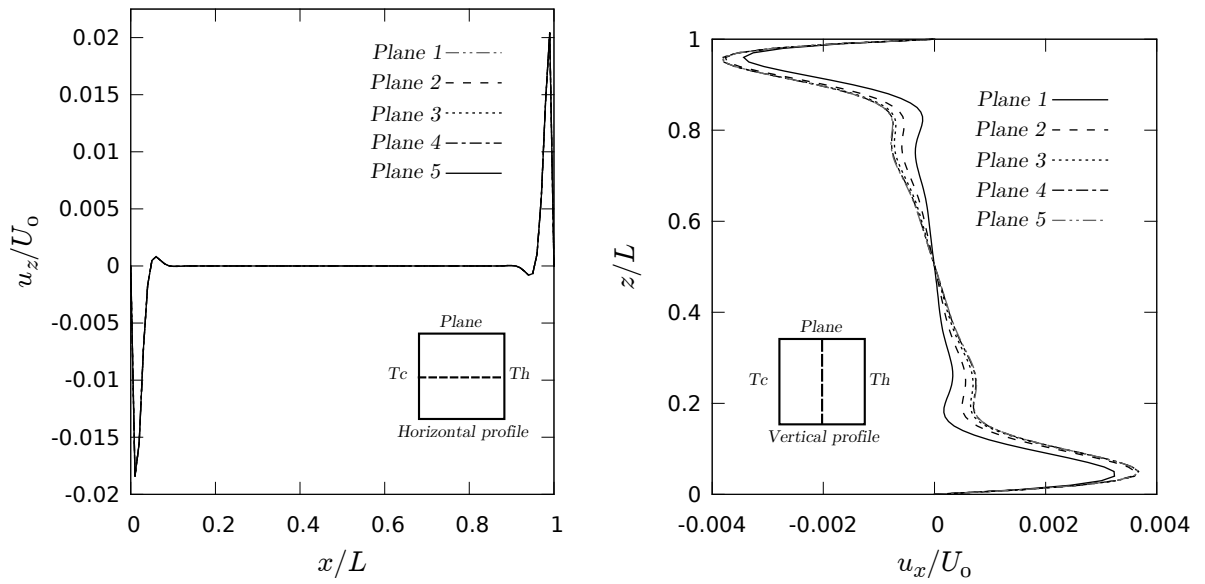


Figura 3.7: (a) and (b) Perfiles de velocidad en distintos planos de la cavidad. (a) Perfiles de velocidad vertical sobre el eje medio horizontal de cada plano, (b) Perfiles de velocidad horizontal sobre el eje medio vertical de cada plano. Las gráficas en el interior muestran la posición del perfil de velocidades en un plano.

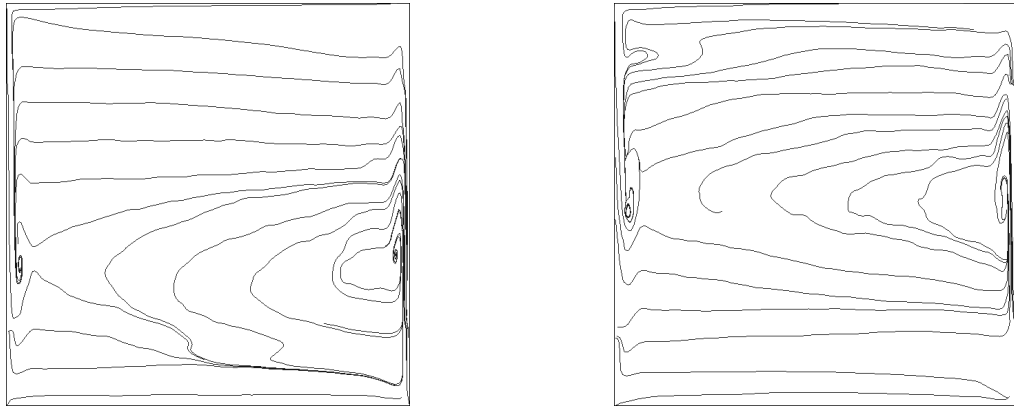


Figura 3.8: Líneas de corriente en diferentes planos de la cavidad a $Ra = 6,31 \times 10^8$ (Caso 4 Experimental). (a) $y/L = 0,1$, (b) $y/L = 0,5$.

de la cavidad, se puede observar que estas últimas, son irregulares únicamente cerca de las paredes debido a las capas límite. La mayor parte de la cavidad muestra una estratificación térmica vertical, con gradientes de temperatura horizontal despreciable salvo cerca de las paredes caliente y fría. Por otro lado, los gradientes de temperatura en dirección vertical son prácticamente constantes en el área central de la cavidad.

3.5.2. Resultados Experimentales

En esta sección se muestra una comparación entre resultados numéricos y experimentales de números de Nusselt, perfiles de temperatura y campos de velocidades. Sin embargo, antes de realizar el análisis, resulta necesario decir que los datos obtenidos

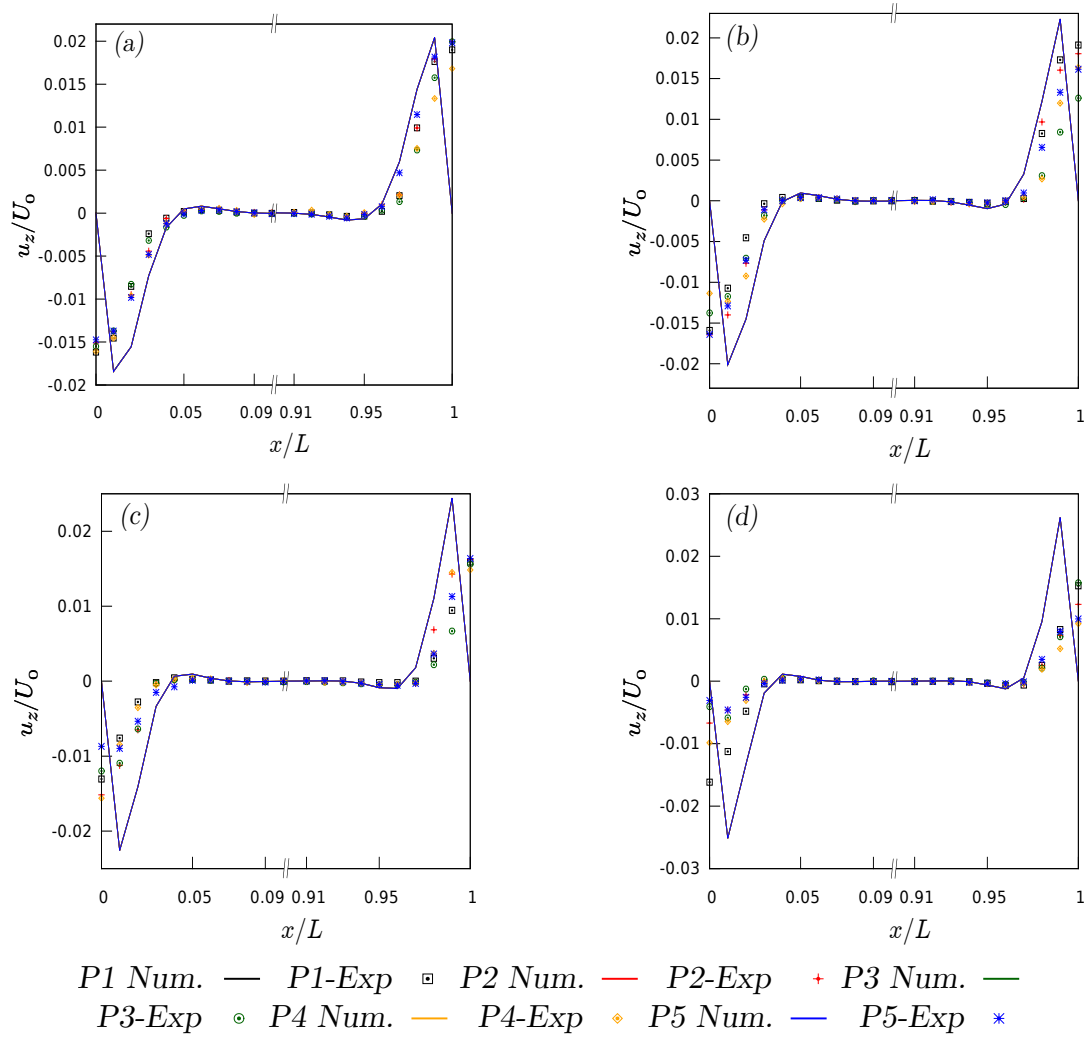


Figura 3.9: Perfiles de velocidad horizontal numéricos y experimentales en los diferentes planos. (a) Caso 1, (b) Caso 2, (c) Caso 3, (d) Caso 4.

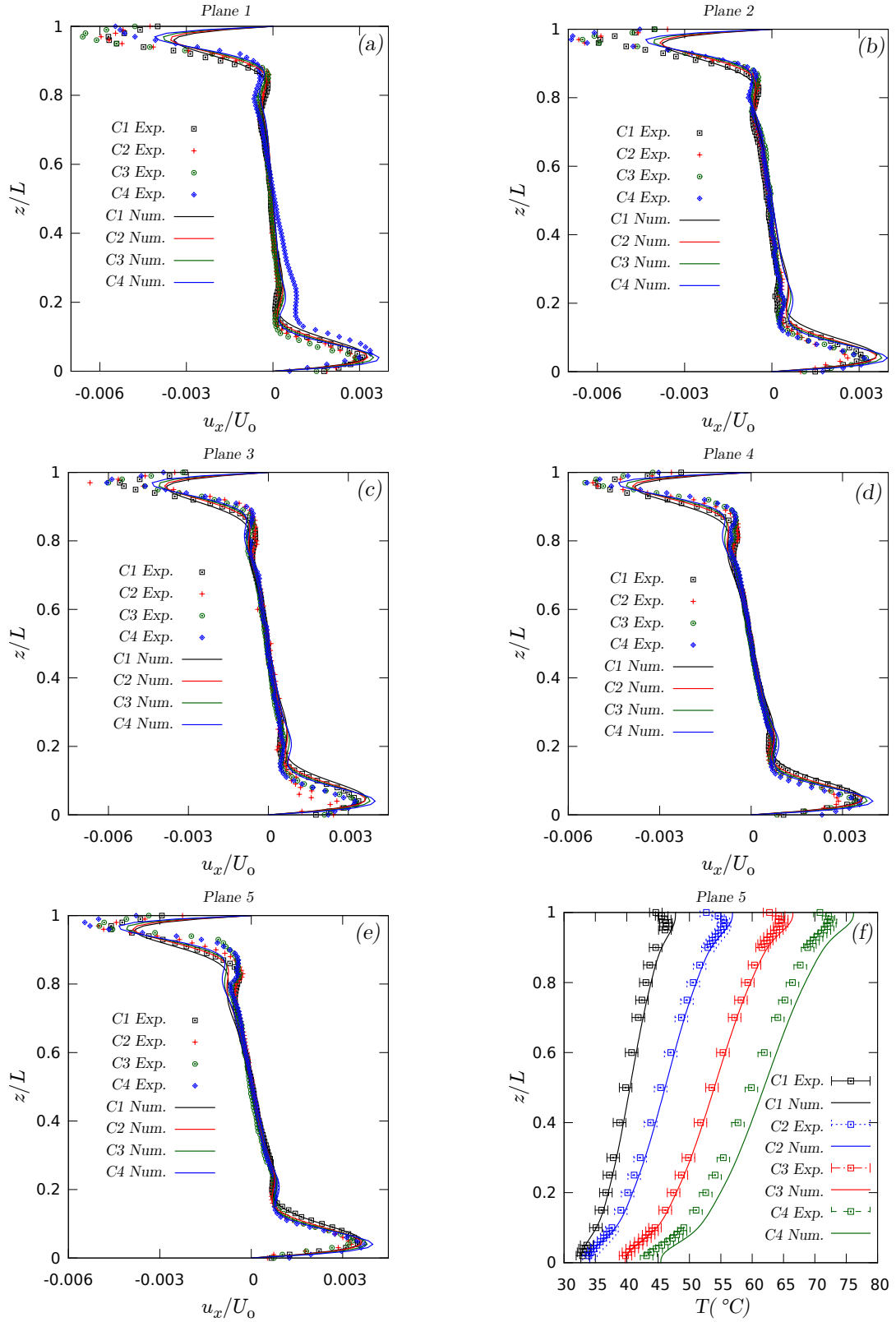


Figura 3.10: (a) a (e) Perfiles verticales de velocidad numéricos y experimentales a $x = 0,5$, en los distintos casos organizados por planos. (f) Comparación de los perfiles de temperatura del eje medio vertical de la cavity obtenidos de los resultados numéricos y experimentales en los cuatro casos.

			\overline{Nu}	u_x/U_0 ($x = 0,5$)	z/L ($x = 0,5$)	u_z/U_0 ($z = 0,5$)	x/L ($z = 0,5$)
<i>Caso 1</i>	Num.	(hw)	36.27	-0.00380	0.955	0.0204	0.99
		(cw)	36.20	0.00367	0.050	-0.0184	0.01
	Exp.	45 ± 6		-0.00461	0.960	0.0198	1.0
				0.00349	0.040	-0.0147	0.0
<i>Caso 2</i>	Num.	(hw)	41.51	-0.00388	0.960	0.0223	0.99
		(cw)	41.44	0.00360	0.045	-0.0201	0.01
	Exp.	56 ± 5		-0.00501	0.970	0.0161	1.0
				0.00328	0.040	-0.0164	0.0
<i>Caso 3</i>	Num.	(hw)	45.69	-0.00409	0.960	0.0244	0.99
		(cw)	45.55	0.00380	0.040	-0.0226	0.01
	Exp.	59 ± 6		-0.00498	0.970	0.0164	1.0
				0.00332	0.050	-0.00896	0.01
<i>Caso 4</i>	Num.	(hw)	49.88	-0.00434	0.970	0.0262	0.99
		(cw)	49.78	0.00400	0.040	-0.0251	0.01
	Exp.	68 ± 6		-0.00546	0.980	0.00997	1.0
				0.00372	0.040	-0.00460	0.01

Tabla 3.4: Comparación del número de Nusselt y de los valores de velocidad pico de los perfiles verticales y horizontales y sus posiciones obtenidos de los resultados numéricos y experimentales.

del procesamiento de los datos experimentales sugiere fuertemente que las mediciones realizadas no corresponden a un flujo totalmente desarrollado o, en este caso, estacionario. En la Figura 3.8 se muestra el patrón de flujo medido para el caso 4. Existen diferencias claras con la solución completamente desarrollada obtenida numéricamente (Figura 3.6 (e)). La más notoria es la asimetría del vórtice convectivo central. Por otro lado los resultados experimentales se comparan bien con la solución transitoria numérica (Figura 3.5), que muestra características cualitativamente similares. Una de ellos es el vórtice de convección cerca de la esquina superior izquierda que está presente en todos los planos medidos, así como también la presencia de tres vórtices: el central que transporta la mayor parte del caudal dentro de la cavidad con su núcleo asimétrico central y los dos vórtices secundarios cerca de las paredes isotérmicas. Por lo tanto, basándonos en el patrón de flujo obtenido experimentalmente, podemos afirmar que el flujo en el experimento no alcanzó la condición de estado estacionario completamente desarrollado al tiempo de la medición. Esto puede explicar las principales diferencias entre los resultados numéricos y experimentales que se muestran a continuación. Aunque no resultó posible realizar mediciones con tiempos de estabilización mayores a una hora, la comparación de resultados experimentales y numéricos resulta de gran utilidad para verificar aspectos generales de flujos con viscosidad variable que son escasos en la

literatura.

El número de Nusselt es un número adimensional que se define como [62],

$$Nu_L = \frac{hL}{k_f} = \frac{\dot{q}L}{Ak_f(T_h - T_c)} \quad (3.12)$$

donde h es el coeficiente de transferencia de calor, L es la longitud geométrica característica, k_f es la conductividad térmica del fluido, \dot{q} es el calor total transferido al sistema y A es el área de la superficie. Numéricamente, el Nusselt medio es calculado mediante la expresión (3.13). Experimentalmente, este número adimensional es calculado mediante la ecuación (3.12) usando la potencia medida experimentalmente $\dot{q}_{avg} = (V_{rms})^2/R - \dot{q}_{Losses}$, donde V_{rms} es el voltaje de entrada al calefactor, R su resistencia eléctrica y \dot{q}_{Losses} son las pérdidas de potencia. Éstas pérdidas fueron estimadas de forma aproximada teniendo en cuenta la resistividad térmica del material aislante. El calor transferido al sistema se determina entonces, restando a la potencia eléctrica medida, las pérdidas de potencia estimadas.

Los valores del número de Nusselt obtenidos de las simulaciones y del experimento, así como también los valores pico de los perfiles de velocidad horizontales y verticales, se encuentran registrados en la Tabla 3.4.

$$\overline{Nu}_L = \frac{L}{T_h - T_c} \left(\frac{1}{A} \int_{Wall} \frac{\partial T}{\partial x} d\Gamma \right) \quad (3.13)$$

Como puede verse en la Tabla 3.4, existe una diferencia entre el número de Nusselt calculado y el obtenido del experimento, la máxima diferencia es de aproximadamente el 27 % (con respecto al valor medido) para el caso 4 y la mínima se encuentra alrededor del 20 % para el caso 1. Esta discrepancia puede deberse a la incertidumbre asociada a las pérdidas de potencia en el sistema de aislamiento térmico que no pueden predecirse por el modelo matemático simplificado. Sin embargo, en este caso, las pérdidas estimadas corresponden únicamente al 13 % de la potencia total medida. De este modo, esta diferencia no puede justificarse por completo por la incertidumbre en la medición.

Considerando que el experimento no alcanza el estado estacionario, se puede afirmar que las velocidades durante el transitorio son mayores y por tanto es esperable obtener números de Nusselt mayores a los correspondientes al estado completamente desarrollado como sugieren las mediciones experimentales y la asimetría del flujo en el resultado experimental (Figura 3.8).

En las Figuras 3.9 y 3.10 (a)-(e) se muestran los perfiles de velocidad horizontales y verticales en diferentes planos de la cavity para todos los casos estudiados. La Figura 3.9 muestra los perfiles de velocidad horizontales a lo largo del eje medio $z/L = 0,5$, en los cinco planos de medición (P1, P2, ..., P5) localizados en $y/L = 0,1, 0,2, \dots, 0,5$ respectivamente, para cada caso estudiado. Se puede observar una buena concordancia

entre los resultados numéricos y experimentales para el caso 1. Sin embargo, puede verse que en todos los casos los valores de la velocidad máxima y mínima se dan en las posiciones $x/L = 0$ y $x/L = 1$ respectivamente, mostrando una resolución insuficiente cerca de las paredes. A medida que el número de Rayleigh se incrementa, las capas límite se hacen cada vez más angostas y los resultados experimentales obtenidos para los casos 2, 3 y 4 pueden interpretarse únicamente como valores de velocidad promediados en el espacio cerca de las paredes. Es claro que se requiere una mayor resolución experimental para poder medir las capas límite cerca de las paredes isotérmicas donde éstas se hacen más delgadas, sin embargo, en este trabajo estamos interesados en capturar campos de velocidades completos de todo el plano de medición. Incrementar la resolución cerca de las paredes isotérmicas implicaría enfocar una región en particular.

En las Figuras 3.10 (a)-(e) se grafica para cada plano los perfiles de velocidad verticales de todos los casos estudiados. Se puede notar que en estos perfiles se logró obtener una resolución cerca de las paredes superior e inferior satisfactoria debido a que las velocidades son menores que en el caso del perfil horizontal. Se puede observar además una gran concordancia entre las velocidades calculadas y medidas a lo largo del 90 % del eje z . Las mayores discrepancias se registran cerca de la pared superior. En esta región las velocidades medidas son mayores que los valores obtenidos en la simulación numérica.

Por otro lado, a pesar de la diferencia entre los valores numéricos y experimentales del número de Nusselt observados en la Tabla 3.4, en la Figura Fig. 3.10 (f) podemos ver una gran concordancia entre la solución numérica y las mediciones. Esta figura muestra los perfiles de temperatura a lo largo del eje medio central en dirección z localizado en el plano medio de la cavidad. La diferencia observada en la región superior del perfil de temperaturas es probablemente causada por la apertura de ingreso de la sonda térmica en la pared superior.

3.6. Conclusiones

En este capítulo se presentó un estudio numérico que proporciona las características básicas del patrón de flujo y transferencia de calor para el flujo por convección natural en una cavidad cúbica de un fluido con viscosidad variable a números de Rayleigh en el rango de $Ra = 1,7 \times 10^8$ a $Ra = 6,3 \times 10^8$ y que además es consistente con los datos experimentales.

Los resultados experimentales sugieren que la condición de flujo completamente desarrollado no se alcanzó al tiempo de la medición. Este hecho puede explicar las discrepancias observadas entre los resultados numéricos y experimentales. Así, se encontraron números de Nusselt y velocidades mayores en los resultados experimentales comparados con los resultados numéricos. A pesar de estas diferencias, el tamaño de

las capas límite de velocidad y temperatura, así como también las escalas de velocidad y temperatura obtenidas con las simulaciones concuerdan con el experimento.

El patrón de flujo numérico y experimental presenta un comportamiento no oscilatorio, reflejando un flujo convectivo estable. Este comportamiento difiere de lo reportado en la literatura por [21, 22], que obtuvieron flujos dependientes del tiempo para números de Rayleigh similares. Si bien el proceso de transición es sensible a diferentes factores del experimento o del método numérico, podría decirse también que el cálculo del número de Rayleigh para fluidos con viscosidad variable como el analizado, utilizando valores de temperatura impuestos en las paredes puede no ser comparable al caso de viscosidad constante. El número de Rayleigh calculado usando el valor de viscosidad a una temperatura de referencia, puede no ser representativo de los valores medios de viscosidad en gran parte del dominio. En este caso las propiedades variables del fluido podrían estar actuando como un factor que estabiliza al flujo retrasando la transición a la turbulencia.

En comparación con fluidos con viscosidad constante puede decirse que como característica principal, la dependencia de la viscosidad con la temperatura causa una ligera asimetría en el campo de velocidades en estado estacionario, la cual se vuelve despreciable a medida que el número de Rayleigh aumenta dentro del rango estudiado.

Capítulo 4

Modelado 3D del Transformador (Sección Representativa)

“Sin especulación no hay ninguna nueva observación.”

— Charles Darwin

4.1. Resumen

En este capítulo se presenta el modelado numérico 3D de un transformador de distribución tipo ONAN. Mediante consideraciones adecuadas, el problema 3D del flujo por convección natural de un transformador de este tipo, puede estudiarse con un modelo numérico de una sección 3D simplificada del mismo. El modelo matemático basado en las ecuaciones de conservación de continuidad, de momento y de energía, estas últimas acopladas mediante un término boyante, se resuelven numéricamente mediante el método de Elementos Finitos usando el código Par-GPFEP. En este capítulo se presentan los aspectos generales de la geometría y se detallan las simplificaciones realizadas en la geometría y en la física que gobierna el problema. Seguido del modelado, se describe el método de solución y los resultados numéricos obtenidos. Finalmente se presenta una comparación de los resultados obtenidos de las simulaciones con resultados de otros autores y con imágenes termográficas de un prototipo de transformador, obtenidas durante un ensayo de calentamiento.

Los resultados presentados en este capítulo son consistentes con los resultados de [2] y con las observaciones experimentales del ensayo de calentamiento. Del análisis de los campos de temperatura y velocidades que se obtienen con el presente modelo, se observó una clara deficiencia en el proceso de refrigeración del transformador y no hay un correcto aprovechamiento de la capacidad refrigerante de las aletas que componen el sistema de refrigeración del dispositivo.

4.2. Modelo 3D

Aspectos generales

Debido a que una simulación tridimensional completa resulta costosa computacionalmente, dada la complejidad de la geometría y el volumen de cálculo necesario, se estudió una alternativa que permite reproducir la fenomenología básica y que consiste en modelar una sección representativa (SR) del mismo (Ver Fig. 4.1). Este enfoque también ha sido utilizado por otros autores ([2], [41]), como una alternativa para reducir costos computacionales. Con este enfoque se busca simplificar el transformador de tal manera que sea más sencillo modelarlo matemáticamente, sin perder las características esenciales que afectan al fenómeno físico.

En el modelo del transformador se tuvieron en cuenta dos tipos de simplificaciones, las primeras son de tipo geométricas mientras que las segundas están dadas por condiciones térmicas e hidrodinámicas adecuadas en las distintas regiones de interés.

Dentro de las simplificaciones geométricas del transformador, se mantuvieron fijas las dimensiones verticales que son importantes para modelar en forma adecuada la fuerza impulsora de convección natural o fuerza boyante. También se mantuvo la distancia entre las aletas y el eje central del tanque que pasa a lo largo de las tres bobinas, pues el mismo determina el espacio disponible para posibles recirculaciones del refrigerante en el interior de la cuba, sin pasar por las aletas. Adicionalmente el núcleo ferromagnético del transformador es reemplazado por una zona uniformemente distribuida en altura, ubicado en la parte central del tanque y de volumen equivalente al núcleo real. Con esta simplificación, se busca reproducir el espacio restado a la cuba por la presencia del núcleo. Por otro lado, para modelar el calentamiento producido por las bobinas, las mismas son reemplazadas por una zona de altura igual a la de las bobinas originales, y espesor tal que preserve el volumen de las bobinas reales.

Bajo estas consideraciones, se construye una sección representativa del transformador simplificado. Un esquema de la sección puede verse en la Figura 4.1. En esta figura, se muestra la geometría de la sección y sus dimensiones. La SR está definida teniendo en cuenta los siguientes criterios: se modela con exactitud la geometría de una aleta, la altura del tanque o cuba y la distancia entre el plano de simetría que pasa por las tres bobinas y las paredes laterales de la cuba. Además, se define el espesor de la SR de tal manera que reproduzca el volumen total de la cuba, de este modo, se modela exactamente la inercia térmica del refrigerante.

De acuerdo a estos criterios, la geometría que se muestra en la figura 4.1 consiste en un paralelepípedo de 270mm x 7mm x 900mm. El volumen total del tanque del transformador (excluyendo las aletas) es de 1060mm x 1330mm x 480mm, totalizando 676.7 litros. Para que la SR ocupe 1/80 del total, manteniendo la altura de 1060mm

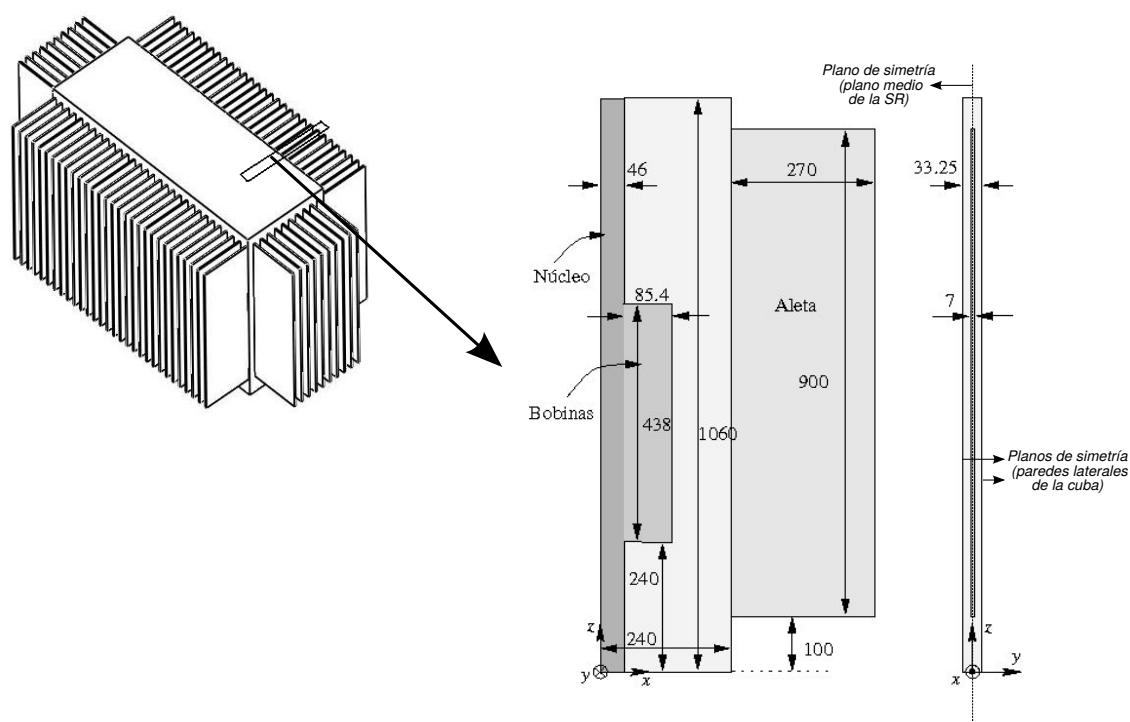


Figura 4.1: Sección Representativa del transformador.

y un ancho de 240mm debe tener un espesor de 33.25mm (nótese que la separación real entre las aletas es de 45 mm, la presencia de aletas en los lados cortos de la cuba implica una menor separación en las aletas promedio).

El volumen total de material ferromagnético en el núcleo es de 128 litros. Por simplicidad geométrica se lo distribuye uniformemente en la altura, resultando una zona de 46mm x 33.25mm x 1060mm. El objetivo es quitar de la simulación termo-fluido-dinámica la zona del núcleo, reemplazándolo por un modelo simplificado (en este transformador no hay canales refrigerantes internos al núcleo). Cada una de las tres bobinas tienen una altura de 438mm, un radio interno de 118mm y un radio externo de 195mm, su volumen total es de 99.5 litros, que se distribuyen en cada una de las 80 SR en una zona de 85.4mm x 33.25mm x 438 mm.

El segundo tipo de simplificaciones, relacionadas con condiciones térmicas e hidrodinámicas utilizadas en cada región que conforma la sección, son detalladas en la siguiente sección. Así como también los aspectos matemáticos del modelo numérico.

Aspectos numéricos

El flujo en la región geométrica dada por la SR, está gobernado por las ecuaciones de Navier-Stokes de flujo incompresible y de energía, en donde se considera la aproximación Boussinesq. La forma dimensional de estas ecuaciones se escribe:

$$\begin{aligned}\rho_0[\partial_t u + (u \cdot \nabla)u] - \nabla \cdot [2\mu(T)\nabla^s u] + \nabla p &= f, \\ \nabla \cdot u &= 0,\end{aligned}\tag{4.1}$$

$$\rho_0 C_p[\partial_t T + (u \cdot \nabla)T] - k\nabla^2 T = S,$$

$$f = \rho_0 g[1 - \beta(T - T_0)] - \rho_0 C_f u \tag{4.2}$$

en Ω , $t \in (0, T)$ donde u es el vector velocidad con componentes u_x , u_y y u_z . El primer término de la ecuación 4.2 es la fuerza boyante, siendo ρ_0 la densidad del fluido a la temperatura T_0 y el segundo, es el término de Darcy. Este término constituye una simplificación hidrodinámica de la región correspondiente a las bobinas, considerándola como una región porosa afectada principalmente por un factor de fricción C_f . $\nabla^s u = \frac{1}{2}[(\nabla u) + (\nabla u)^T]$ es el operador gradiente simétrico. Ω es el dominio n -dimensional donde se resuelve el problema en el intervalo de tiempo $(0, T)$.

En la Figura 4.1 (c), se puede observar que se consideran tres planos de simetría, los dos planos correspondientes a las paredes externas que hacen parte de la cuba y el plano que corresponde al plano medio de la SR. En los dos primeros planos, se imponen condiciones de contorno de simetría en la dirección normal a las aletas sobre las paredes laterales de la cuba, de este modo, el problema es equivalente a contar con infinitas SR, una al lado de la otra.

Debido a la simetría del problema, la sección fue dividida a la mitad, siendo ésta el dominio de simulación. De ahora en adelante, se denomina SR a la mitad de la sección. Se emplearon las siguientes condiciones de borde para el caso laminar: condición de borde de no deslizamiento para la velocidad en todas las paredes (4.3),

$$u_x = u_y = u_z = 0 \quad en \quad \begin{cases} x = 46, 240, 510, \\ y = -3, 5, \\ z = 0, 100, 1000, 1060. \end{cases} \tag{4.3}$$

y condiciones de deslizamiento para la velocidad en los planos de simetría:

$$u_y = 0 \quad en \quad y = -16, 625, 0, \tag{4.4}$$

con todas las unidades expresadas en milímetros.

En cuanto a las condiciones de borde térmicas, en las paredes correspondientes a los planos de simetría se impusieron condiciones de borde de Neumann (4.5),

$$\frac{\partial T}{\partial y} = 0 \quad \text{en} \quad y = -16,625, 0. \quad (4.5)$$

En las paredes restantes se impuso la condición de convección utilizando un coeficiente de convección constante, diferenciado para cada pared (4.6, 4.7 y 4.8),

$$\alpha \frac{\partial T}{\partial x} = \frac{h_x}{\rho_0 C_p} (T - T_\infty) \quad \text{en} \quad x = 240, 510, \quad (4.6)$$

$$\alpha \frac{\partial T}{\partial y} = \frac{h_y}{\rho_0 C_p} (T - T_\infty) \quad \text{en} \quad y = -3, 5, \quad (4.7)$$

$$\alpha \frac{\partial T}{\partial z} = \frac{h_z}{\rho_0 C_p} (T - T_\infty) \quad \text{en} \quad z = 0, 100, 1000, 1060. \quad (4.8)$$

siendo h_x , h_y y h_z los coeficientes de convección que dependen de la superficie correspondiente a cada pared. La introducción de un coeficiente de convección constante simplifica modelar la convección del aire en las paredes exteriores. A continuación se describe cómo fueron calculados estos valores.

El coeficiente de convección para las paredes verticales de las aletas y la pared vertical de la cuba cuya normal está en dirección x, puede estimarse mediante una correlación apropiada de convección natural para placas verticales. Tales correlaciones son dependientes de los números adimensionales de Rayleigh y Prandtl dados por 4.9 y 4.10,

$$Ra_L = \frac{g\beta(T_w - T_a)L^3}{\nu\alpha}, \quad (4.9)$$

$$Pr = \frac{\nu}{\alpha}, \quad (4.10)$$

donde T_w y T_a son las temperaturas en la pared vertical de la aleta y del aire respectivamente. ν es la viscosidad cinemática y α la difusividad térmica del aceite. Estas propiedades del fluido están evaluadas a 20°C. El número de Prandtl para el aire en condiciones estándar de temperatura y presión es de 0.707. Usando una diferencia de temperaturas ($T_w - T_a$) de 30K y una longitud característica L de 1 m, se obtiene un número de Rayleigh de $Ra_L = 2,0 \times 10^9$. Este valor se encuentra dentro de los límites de la transición de régimen laminar-turbulento. Se estimó un número de Nusselt mediante la correlación de Churchill y Chu dada por 4.11 [62].

$$\overline{Nu}_L = \left[0,825 + \frac{0,387 Ra_L^{1/6}}{\left[1 + (0,492/Pr)^{9/16} \right]^{8/27}} \right]^2, \quad (4.11)$$

De la correlación (4.11) se obtiene un Nusselt medio de 152.5. Con este valor y

teniendo en cuenta que $\bar{h} = \frac{k\overline{Nu}}{L}$, siendo k la conductividad térmica del aire, se obtiene un valor del coeficiente de transferencia h de 4.01 W/m²K.

Para las paredes superior e inferior de la cuba o tanque, el coeficiente de transferencia de calor se obtiene a partir de las correlaciones de convección natural para placas horizontales que se encuentran en [62]. La longitud característica para estas paredes horizontales fue definida como el cociente entre el área y el perímetro de la superficie. En este caso tanto la pared superior como la inferior son rectángulos de dimensiones 1330mm x 480mm, dando un valor de $L = 176$ mm. El número de Rayleigh para la pared superior está basado en esta longitud y en una diferencia de temperaturas estimada de 30K, dando como resultado $Ra = 368000$.

Debido a que este número de Rayleigh se encuentra dentro del rango $10^4 < Ra < 10^7$, se usa la correlación $\overline{Nu}_L = 0,54Ra_L^{1/4} = 13,3$, dando como resultado un coeficiente de convección de $\bar{h} = 1,99$ W/m²K. Mientras que para la pared inferior de la cuba, el número de Rayleigh se calcula utilizando una diferencia de temperaturas menor, siendo de 15K. Así, el coeficiente de convección resultante es $\bar{h} = 1,0$ W/m²K. Estos coeficientes de convección se encuentran resumidos en la Tabla 4.1.

Con los valores estimados de los coeficientes de convección para el problema de convección natural del aire se introducen en el modelo mediante condiciones de borde de convección. Sigue ahora describir cómo se modela el calentamiento tanto en la zona del núcleo ferromagnético y en las bobinas.

Las pérdidas en cualquier dispositivo eléctrico están definidas como la diferencia entre la potencia de entrada y la potencia de salida. Cuando la potencia de entrada es aplicada al primario del transformador, una parte de esa potencia es usada para compensar las pérdidas en el núcleo y otra parte para compensar las pérdidas por disipación de calor en las bobinas. Las primeras se denominan pérdidas en el núcleo y las últimas pérdidas en el cobre. Las pérdidas en el cobre varían con la carga del transformador mientras que las pérdidas del núcleo pueden considerarse constantes e independientes de la carga debido a que sólo dependen de las propiedades magnéticas del material del núcleo y su diseño.

De acuerdo a los datos proporcionados por la empresa Tubos Trans Electric S. A. (TTESA) relacionados con mediciones de disipación de un transformador en operación sin carga, las pérdidas en el núcleo son de 1740 W y las pérdidas en el cobre en el mismo transformador en operación y a plena carga son de 10816 W.

Teniendo en cuenta estos datos, se consideró que el calor generado por las pérdidas en el núcleo se encuentra uniformemente distribuido en toda la superficie del mismo. Las pérdidas fueron divididas entre las 80 SR, de modo tal que el flujo de calor que se transfiere a través de la superficie (con dimensiones 33.25mm x 1060mm) en contacto con el núcleo resulta en $q'' = 617,1\text{W}/\text{m}^2$. De este modo, esta condición es introducida en el modelo mediante una condición de borde con flujo de calor, de la forma (4.12).

Zona	\bar{h}	$\bar{h}/(\rho_0 C_p)$
<i>Paredes de la aleta, pared vertical de la cuba</i>	4.01	2.45×10^{-6}
<i>Tapa, borde superior aleta</i>	1.99	1.22×10^{-6}
<i>Fondo, borde inferior aleta</i>	1.00	0.61×10^{-6}

Tabla 4.1: Coeficientes de convección usados en el código. Los coeficientes están expresados en unidades de $\text{W}/\text{m}^2\text{K}$.

$$\alpha \frac{\partial T}{\partial x} = \frac{q''}{\rho_0 C_p} \quad \text{en} \quad x = 46. \quad (4.12)$$

Las pérdidas en el cobre fueron incluidas en el modelo introduciendo un término fuente que representa la fuente de calor volumétrica (S en la ecuación 4.1) en la región que representa el bobinado del transformador. S se calculó dividiendo la potencia correspondiente a las pérdidas en el núcleo de 10816 W por el volumen de la región del bobinado para cada SR que conforma el transformador completo $80 \times 0.0854 \text{ m} \times 0.03325 \text{ m} \times 0.438 \text{ m}$, dando como resultado $\frac{S}{\rho_0 C_p} = 0,06642 \text{ K/s}$. Con esta aproximación, se preserva la fuerza boyante fuertemente dependiente de la altura de la zona de calentamiento y la energía incorporada por unidad de volumen.

El fluido de interés es como se mencionó en el capítulo 3 el aceite mineral YPF64. Las propiedades físicas de este aceite, así como también la curva característica de la viscosidad en función de la temperatura se encuentran registradas en la sección 3.2.2 (ver tabla 3.1 y la figura 3.2), del capítulo 3. Adicionalmente se consideró en el modelo la conducción en las paredes metálicas, resolviendo la ecuación del calor en las superficies que conforman estas paredes en la SR.

4.2.1. Método de Solución

Las ecuaciones (3.2)-(3.4) han sido resueltas numéricamente mediante el Método de Elementos Finitos, usando la aproximación estándar de Galerkin y como se mencionó en el capítulo 2, para este tipo de problemas se requiere de usar un método de estabilización. En este caso se usó el método SUPG-PSPG (ver sección 2.5 del capítulo 2). La formulación variacional del problema para el caso laminar entre otros aspectos se encuentra detallada en [38]. Si bien el número de Rayleigh para este caso es del orden de $Ra \sim 10^9$, el cual indicaría que el flujo se encuentra en la transición laminar-turbulento, por lo concluido en el capítulo 3 el flujo podría no estar dentro de esta transición. Los resultados que se presentan en este capítulo fueron obtenidos con el modelo laminar.

4.2.2. Características de la Grilla

Con el fin de determinar el tamaño de la grilla, se realizó una estimación de las capas límite térmica y de momento (δ_θ , δ) usando la aproximación (4.13) basada en el número adimensional Π_N introducido por Arpaci (1986) y la longitud característica l .

$$\frac{\delta_\theta}{l} \sim \Pi_N^{-1/4}, \quad (4.13)$$

$$\Pi_N = \frac{Pr}{1 + Pr} Ra, \quad (4.14)$$

se asume que $\delta_\theta \sim \delta$. Para este caso, con un $Ra = 1,5 \times 10^{10}$ y un $Pr = 122$, el valor de δ_θ es aproximadamente $1,05 \times 10^{-3}$ m. Teniendo en cuenta este espesor de capa límite se construyó una grilla no uniforme que fue refinada cerca de las paredes para capturar las capas límite. La discretización mínima cerca de las paredes fue de $8,75 \times 10^{-4}$ m. La Fig. 4.2 muestra la malla tipo estructurada con elementos tetraédricos usada para modelar la sección representativa (SR). Ésta está compuesta por 314250 elementos y 59682 nodos.

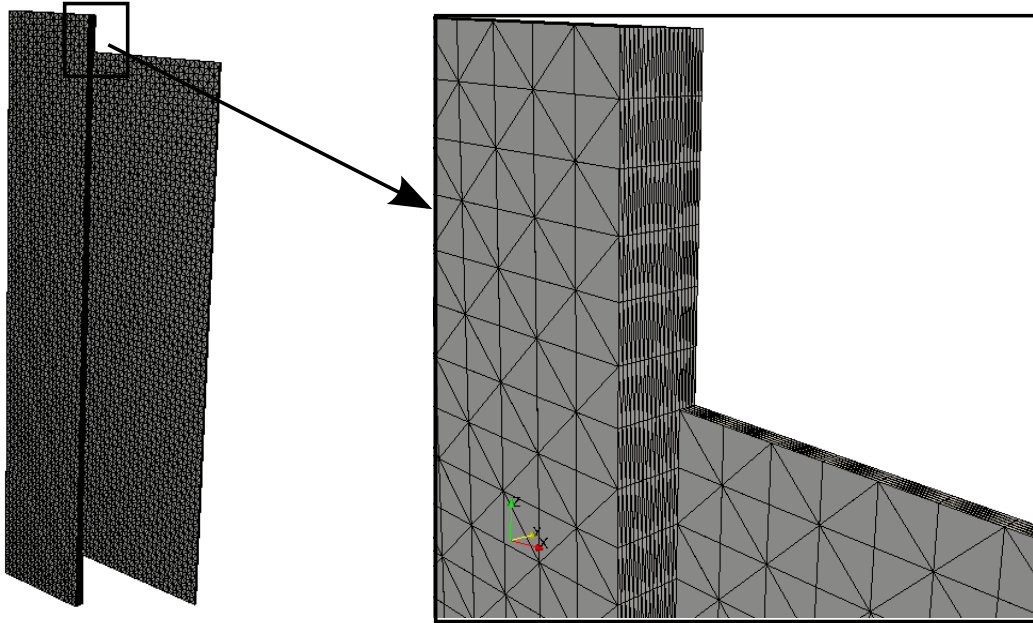


Figura 4.2: Malla estructurada con elementos tetraédricos usada para modelar la SR.

4.2.3. Resultados

La conductividad térmica del líquido refrigerante utilizado es extremadamente baja. Si se desea obtener un tiempo característico para llegar al estacionario considerando la difusividad térmica: $= 7.7 \cdot 10^{-9} \text{ m}^2/\text{s}$ y un tamaño característico de 1 m se obtiene que se necesitan varios meses. Este tiempo necesario para llegar al estacionario se reduce

considerablemente teniendo en cuenta los efectos de la convección, pero no resulta sencillo de calcular a-priori. Según la experiencia operativa con estos transformadores, se conoce que los tiempos típicos de evolución son del orden de decenas de horas. Sin embargo, el algoritmo de resolución de las ecuaciones de Navier-Stokes se desestabiliza con intervalos temporales del orden del segundo, haciendo necesario utilizar una gran cantidad de pasos temporales hasta llegar al estado estacionario. Se consiguió obtener resultados estables con un intervalo de medio segundo. Utilizando 4 máquinas, cada una con cuatro procesadores Intel(R) Xeon(TM) de 3.20GHz, se consiguió simular un paso temporal en unos 20 segundos de tiempo real, siendo necesarios varios días de cálculo hasta obtener una evolución temporal significativa. Estos tiempos limitan considerablemente la realización de diversas pruebas numéricas. Como estrategia para reducir estos largos tiempos de cálculo, paralelamente se trabajó en un modelo que complemente el análisis del proceso de refrigeración en el dispositivo de interés. En este modelo, se aprovecha la geometría de la SR para obtener un modelo 2D de la misma. Los detalles de este modelado alternativo se pueden ver en el apéndice A.

En la Fig. 4.3, se muestran los campos de temperatura (izquierda) y velocidad (derecha) en el centro de la sección representativa (plano de simetría de la SR), después de unos 55000 segundos de simulación, tiempo en el cual el flujo se encuentra en régimen térmico estacionario.

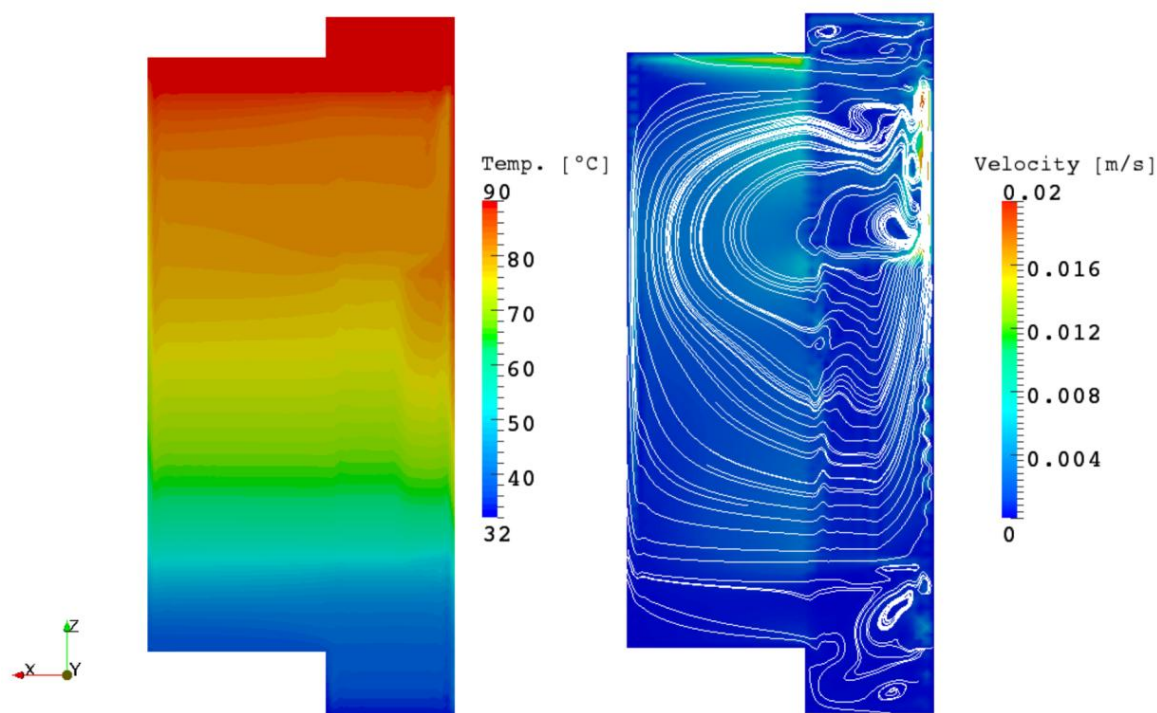


Figura 4.3: Campo de temperaturas del plano de simetría de la sección representativa.

Se observó una notoria estratificación de las temperaturas. Las velocidades del aceite

son muy pequeñas en la cuba y en las $2/3$ partes inferiores de la aleta (ver Figura 4.3). Las temperaturas muestran un gradiente importante en el tercio superior por lo cual posiblemente la aleta está transfiriendo calor al canal de aire en la parte inferior de la aleta esencialmente por conducción en el metal más que por convección interna del aceite. Esto sugiere que hay un mal aprovechamiento de la capacidad refrigerante de la superficie exterior de la aleta. Se observan velocidades mucho mayores a la salida de los canales de refrigeración y en la parte superior de la aleta, en forma entrante desde la cuba. La velocidad entrante a la aleta produce una recirculación con un vórtice de un tamaño aproximado $1/3$ de la aleta. La cantidad de aceite que reingresa a la cuba por la parte inferior de la aleta es muy inferior a la que reingresa en el tercio superior saliendo del vórtice.

Estos resultados pueden ser comparados, al menos de forma cualitativa, con los resultados de Gastelurrutia et al. [2]. Ellos estudian un tipo de transformador similar y proponen un modelo similar al que se propone en este trabajo y comparan sus resultados con mediciones de ensayos térmicos en tres transformadores de dimensiones diferentes. Su modelo estudia este proceso físico y predice con gran precisión la distribución de temperatura en el mismo. Si bien los transformadores que son objeto de estudio en el trabajo de Gastelurrutia no presentan las mismas dimensiones que el transformador que se estudia en el presente trabajo, se puede hacer una comparación cualitativa dada las semejanzas entre ambos. Los resultados obtenidos de las simulaciones, que presentamos en este trabajo, son consistentes con los obtenidos por Gastelurrutia et. al. en [2], esto es, se obtuvo una distribución de temperaturas estratificadas similar a la mostrada por ellos (ver Figura 4.4). Además, con nuestro modelo se capturó un patrón de flujo similar, en el sentido de que las mayores velocidades corresponden a las del flujo reentrante en la zona superior de la región de calentamiento y velocidades muy bajas en la parte inferior de la misma región correspondiente al flujo que ingresa a esta región desde la parte inferior.

Adicionalmente, se realizaron comparaciones con ensayos de calentamiento [3] realizados por miembros del proyecto PID23052 con un transformador de 1000KVA tipo ONAN facilitado por la empresa Tubos Trans Electric SA (TTESA), en donde realizaron mediciones de temperatura en distintos puntos del transformador y en la capa superior del aceite. Adicionalmente, se realizaron termografías en diferentes instantes de tiempo durante el transcurso del ensayo. La figura 4.5 muestra una de las termografías obtenidas en este ensayo en régimen térmico estacionario.

Estas termografías muestran también una distribución de temperaturas similar así como valores de temperatura que se encuentran en el mismo orden que los resultados numéricos presentados en este capítulo.

Si bien hay semejanzas entre nuestros resultados y los de Gastelurrutia et. al. y los resultados experimentales de [3], existen diferencias considerables desde el punto

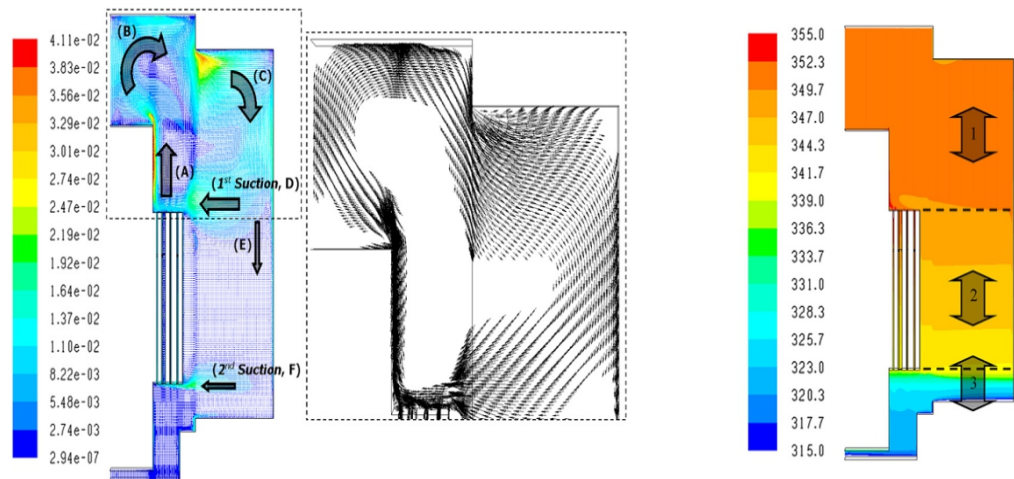


Figura 4.4: Resultados del campo de velocidades y temperatura mostrados por Gastelurrutia et. al. [2].

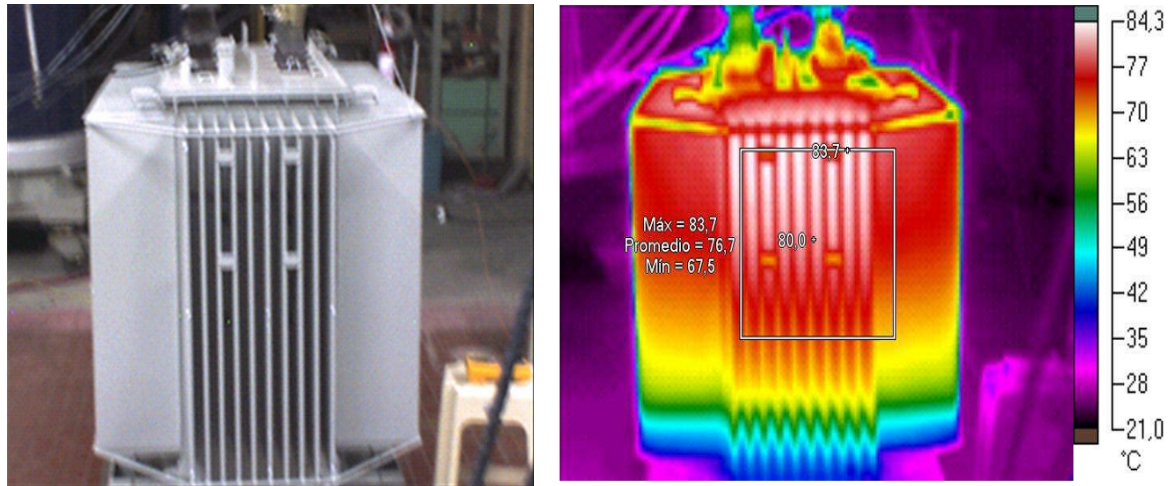


Figura 4.5: Termografía en estado estacionario del en el ensayo de calentamiento. Izquierda: Rango visible, derecha: rango infrarrojo.

de vista cuantitativo. Debido a ellas, se ve conveniente realizar un proceso de análisis experimental que permita validar los resultados del modelo. De este modo el paso siguiente es realizar mediciones de velocidad y temperatura en un dispositivo experimental con las mismas características de la SR y observar de forma cuantitativa y cualitativa el patrón de flujo del refrigerante en estado estadísticamente estacionario. El siguiente capítulo estará dedicado a presentar los resultados obtenidos en una SR diseñada y fabricada específicamente para este estudio.

4.2.4. Conclusiones

El modelo numérico de la SR del transformador predice el comportamiento estratificado del campo de temperaturas. Esto se condice con las imágenes termográficas del prototipo en el ensayo de calentamiento [3]. Adicionalmente, el campo de velocidades

es consistente con los campos obtenidos por otros autores en un transformador con una geometría similar al del presente trabajo.

Los resultados de los campos de velocidades muestran un patrón de flujo que se concentra principalmente en el cuarto superior de la sección representativa que conforma el modelo. Las temperaturas muestran un gradiente importante en el tercio superior. Esto sugiere que la aleta está transfiriendo calor por conducción al canal de aire en su parte inferior más que por convección interna del aceite. Se puede concluir de estos resultados que hay un mal aprovechamiento de la capacidad refrigerante de la superficie exterior de la aleta.

Capítulo 5

Validación experimental del Modelo 3D

“Son vanas y están plagadas de errores las ciencias que no han nacido del experimento, madre de toda certidumbre.”

— Leonardo Da Vinci

5.1. Resumen

En este capítulo se presenta la validación del modelado numérico del flujo por convección natural de un fluido refrigerante (aceite mineral parafínico con inhibidor de oxidación transformador 64), en una sección representativa (SR) de un transformador eléctrico de 1000 KVA. Debido a que no existen experimentos con los cuales se puedan comparar los resultados numéricos para esta geometría tan particular, se desarrolló un dispositivo experimental que es utilizado para tal fin. En este capítulo se describen brevemente los lineamientos seguidos para el diseño y construcción del mismo, así como la metodología experimental. Adicionalmente, se presentan las mediciones realizadas, una vez que el flujo alcanza el régimen térmico estacionario. Por último, se realizaron comparaciones cuantitativas de los datos medidos con las simulaciones numéricas.

Dado que el objetivo principal de la construcción del dispositivo experimental (DE) es la validación de los resultados numéricos, se construye al mismo a partir de una SR del transformador como la utilizada en las simulaciones numéricas (ver Capítulo 4). La SR construida con láminas delgadas de metal (chapa) contiene dos aletas, comprendiendo un canal completo para la refrigeración externa por convección natural de aire. Una de las paredes laterales del DE fue construida con doble vidrio para facilitar la visualización del movimiento del fluido y llevar a cabo las mediciones de velocidad mediante técnicas de PIV. Los resultados obtenidos en este capítulo muestran que las

simulaciones numéricas logran reproducir razonablemente las características básicas de los campos de temperatura y velocidades del dispositivo experimental. Además, estos resultados constituyen una referencia para validación de códigos numéricos y el dispositivo experimental una herramienta para el estudio termo-fluido-dinámico de convección natural en canales, aletas y cavidades.

5.2. Construcción del Dispositivo Experimental (DE)

5.2.1. Detalles de la geometría

El DE se construyó de tal modo que comprendiera un canal completo para la refrigeración por convección natural de aire. De esta manera, el DE consta de dos aletas, una región que simula el tanque o cuba del transformador y una región de calentamiento, fabricada para simular el calor producido por las pérdidas en el cobre.

Consideramos una cavidad con dimensiones similares a las de la SR como la que se muestra en la Figura 5.1. En esta figura se observan el sistema de coordenadas y las dimensiones del dispositivo. Adicionalmente, se observa una vista de arriba que ilustra el sistema de calefacción de la zona de calentamiento que será descrita con más detalle en la sección del montaje experimental (5.4). La cavidad se llenó con el fluido de aceite transformador 64 (YPF64).

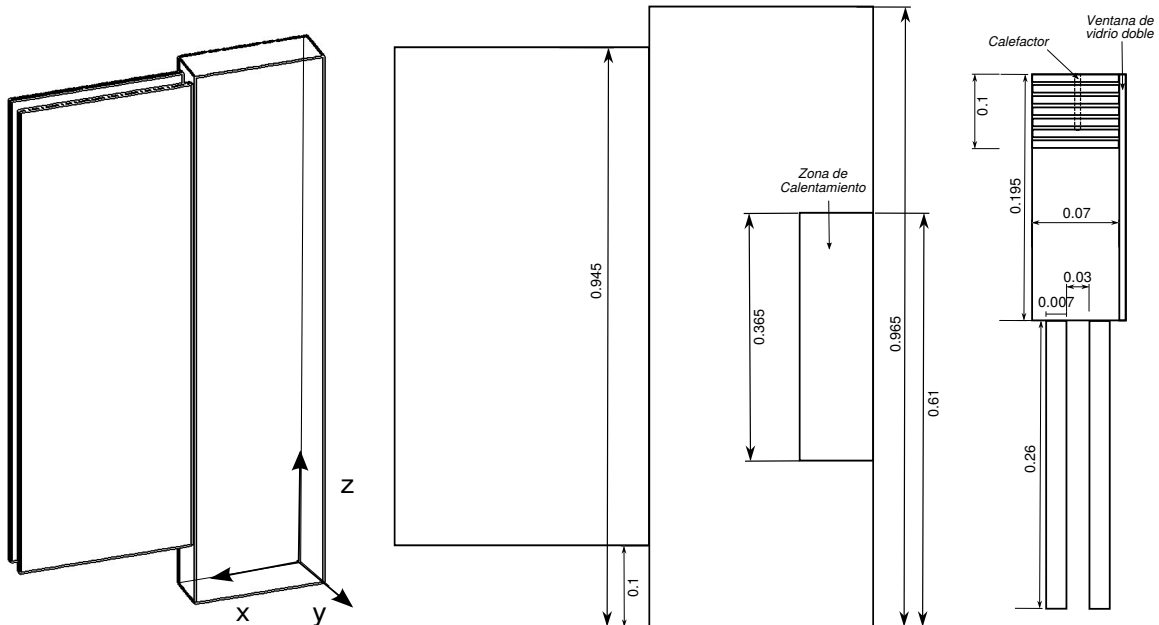


Figura 5.1: Descripción de la geometría de la cavidad y el sistema de coordenadas (izquierda). Vista frontal (centro). Vista de arriba (derecha)

El fluido se mueve por convección natural en el interior de la cavidad debido a la fuerza boyante generada en la región de calentamiento. Se aislaron térmicamente todas las paredes exteriores de la cavidad, que no forman parte del canal exterior de

refrigeración por aire con el objeto de representar el efecto de la disipación de una única aleta. En la Figura 5.2 se ilustra el canal externo de refrigeración por convección natural de aire, la ubicación de la ventana de doble vidrio que permite la visualización del movimiento del fluido mediante la técnica PIV y por último, la vista de arriba del DE aislado térmicamente.

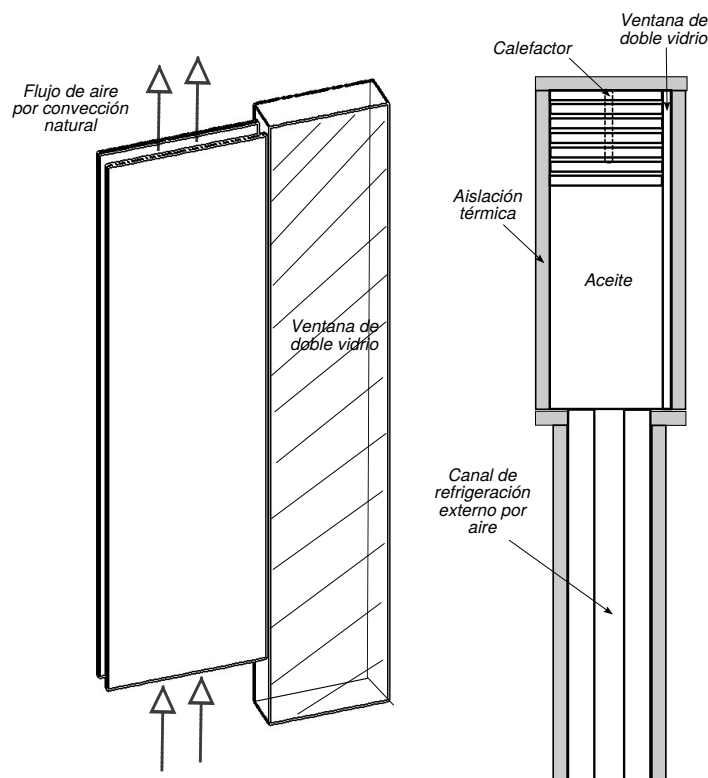


Figura 5.2: Descripción del canal de aire del dispositivo experimental (izquierda). Configuración de la aislación térmica (derecha).

5.3. Modelo Matemático

5.3.1. Ecuaciones gobernantes y método de solución

El flujo dentro de la cavidad está gobernado por las ecuaciones de conservación de energía y momento para flujo incompresible (ecuaciones de Navier-Stokes), en donde se considera la aproximación de Boussinesq (ecuaciones (3.2)-(3.4)). Para la resolución numérica de este problema, se aplica el método de Elementos Finitos para resolver las ecuaciones (3.2)-(3.4). Se usó la aproximación de Galerkin Estándar en conjunto con el método estabilizante SUPG-PSPG descrita en la sección 2.5 del capítulo 2.

En cuanto a las condiciones de borde, se emplearon condiciones de no deslizamiento en todas las paredes. En cuanto a las condiciones de borde térmicas, se usó la condición de Neumann nula para las paredes aisladas térmicamente y condición de convección

con coeficiente constante para las paredes de la aleta que limitan con el canal de aire. Se utilizó un coeficiente de transferencia de calor aproximado calculado a partir de las correlaciones mencionadas en el capítulo 4 (ver sección 4.2).

5.3.2. Características de la grilla

Se elaboró una malla no uniforme de elementos tetraédricos con refinamiento cerca de las paredes como la que se muestra en la Figura 5.3. Esta malla se construye de acuerdo a la geometría y dimensiones mostradas en la Figura 5.1. La altura de la grilla corresponde al nivel de líquido que ocupa la cavidad considerando la máxima dilatación térmica del aceite debido al calentamiento. La grilla está conformada por 953856 elementos y 173640 nodos. La discretización mínima cerca de las paredes es de $8,75 \times 10^{-4}$ m, que es consistente con el análisis de escalas características descrito en la sección 4.2.2 del capítulo 4. Esta discretización es suficiente para resolver las capas límites térmica e hidrodinámica cerca de las paredes.

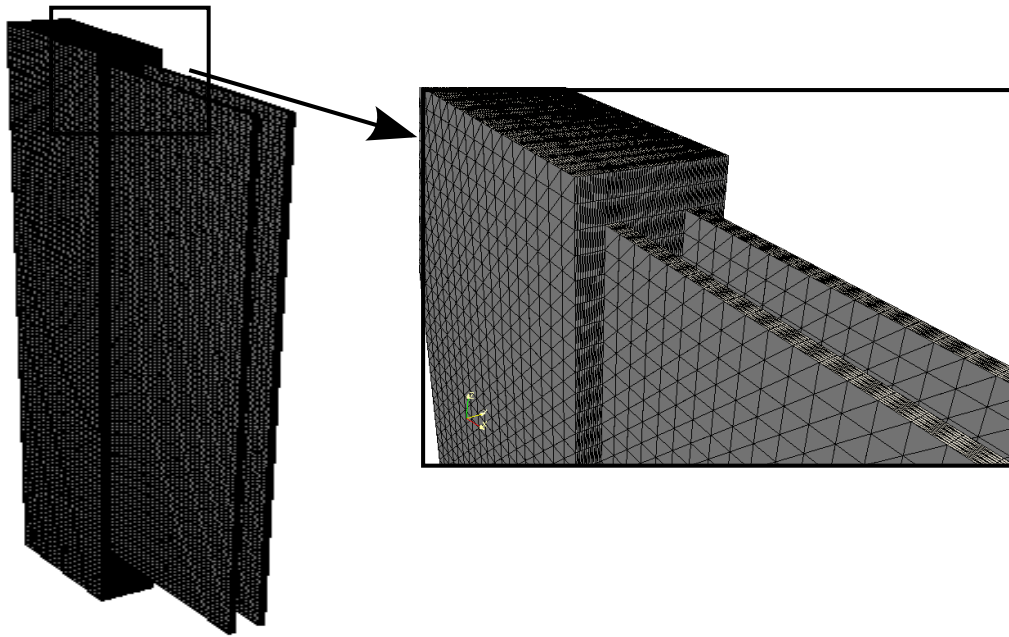


Figura 5.3: Descripción de la grilla utilizada para la SR del dispositivo experimental.

5.4. Esquema experimental y método de medición

El dispositivo experimental objeto de estudio es una cavidad rectangular de convección natural como la que se muestra en la Figura 5.4. Ésta está conformada por una región de calentamiento, que simula la región de las bobinas de la sección representativa del transformador, una ventana de visualización y dos aletas. La región de calentamiento está constituida por un arreglo de placas verticales de aluminio alineadas

como se indica en la Figura 5.4 (a), calefaccionadas mediante 3 calefactores eléctricos de cartucho marca Watlow FIREROD, de diámetro y longitud efectiva de calentamiento de 6,5 mm y 50 mm respectivamente. Estos calefactores se distribuyen uniformemente a lo largo de la vertical de tal manera que hacen buen contacto térmico con las placas de aluminio, como se muestra en la Figura 5.1 (Vista de arriba). La potencia disipada por los calefactores se distribuye uniformemente a través de los 7 arreglos de láminas de aluminio debido a su alta conductividad térmica.

Se instalaron termocuplas tipo k en cuatro puntos estratégicos del interior del dispositivo, los cuales están localizados y etiquetados como muestra la Figura 5.4 (b). La termocupla T0 mide la temperatura en el interior de la aleta más cercana a la ventana de visualización y se ubica a 0.274 m en dirección x del origen de coordenadas y a 0.505 m del origen en dirección z. T1 se ubica a 0.71 m de altura y a 0.05 m del origen en dirección horizontal midiendo la temperatura aguas arriba de la zona de calentamiento. T2 mide la temperatura cerca del fondo en la posición $x=0.15$ m, $z=0.095$ m y finalmente T3 mide la temperatura en la zona calefaccionada en $x=0.06$ m y $z=0.55$ m. Las mediciones de temperatura fueron adquiridas y grabadas en una PC, mediante un módulo de adquisición de señal analógica de National Instruments NI 9219. Adicionalmente, se contó con una cámara termográfica Fluke Ti100, para estimar la temperatura en el canal de aire y en las paredes de las aletas que limitan con este canal. La Figura 5.4 (a) muestra el dispositivo experimental utilizado sin aislación térmica en una etapa de mediciones preliminares. Las figuras (c) y (d) muestran el dispositivo experimental con la aislación térmica en dos configuraciones: la primera, la etapa de calentamiento hasta llegar a estado estacionario, en donde se mide la evolución temporal de las temperaturas. En esta configuración toda la cavidad salvo las paredes del canal de aire se encuentran aisladas térmicamente y en la segunda configuración, se descubre de la aislación, la región de interés donde se visualizan y miden los campos de velocidades y se retiran las sondas de medición de temperatura. Al igual que en el dispositivo experimental de la cavidad cúbica del capítulo 3, este dispositivo experimental fue recubierto con una capa de poliestireno expandido (Telgopor) de 40 mm de espesor, proporcionando la aislación térmica de las paredes de la cavidad (ver Fig. 5.4 (c)-(d)).

La ventana de visualización consta de una pared de doble vidrio para reducir al máximo las pérdidas en esta superficie. Para la obtención de los campos de velocidades se utilizó la técnica de PIV, con un montaje experimental similar al utilizado en la cavidad cúbica. Debido a que las velocidades en este dispositivo experimental son mayores a la de la cavidad, las imágenes se tomaron a partir de videos grabados con una cámara Nikon D5100. Se utilizó un láser con una potencia nominal de 400 mW, una longitud de onda de 532 nm y un ángulo de apertura de 30°. Para generar el plano de iluminación que a su vez constituye el plano de medición, se empleó una lente cilíndrica

acoplada al láser. Partículas de vidrio huecas Sphericel de $10\ \mu\text{m}$ de diámetro fueron utilizadas como trazadores. La cámara digital se ubica de forma frontal a la ventana de visualización de tal manera que se registra la luz dispersada por las partículas (ver Fig. 5.4 (d)). La cámara digital puede moverse de forma vertical para tomar videos de diferentes ventanas o regiones de medición como las que se encuentran esquematizadas en la Figura 5.5. Se puede notar que estas ventanas se solapan para poder hacer una reconstrucción del campo de velocidades de la región total de medición. En la parte derecha de esta figura se muestra un fotograma de los videos tomados de cada ventana de medición.

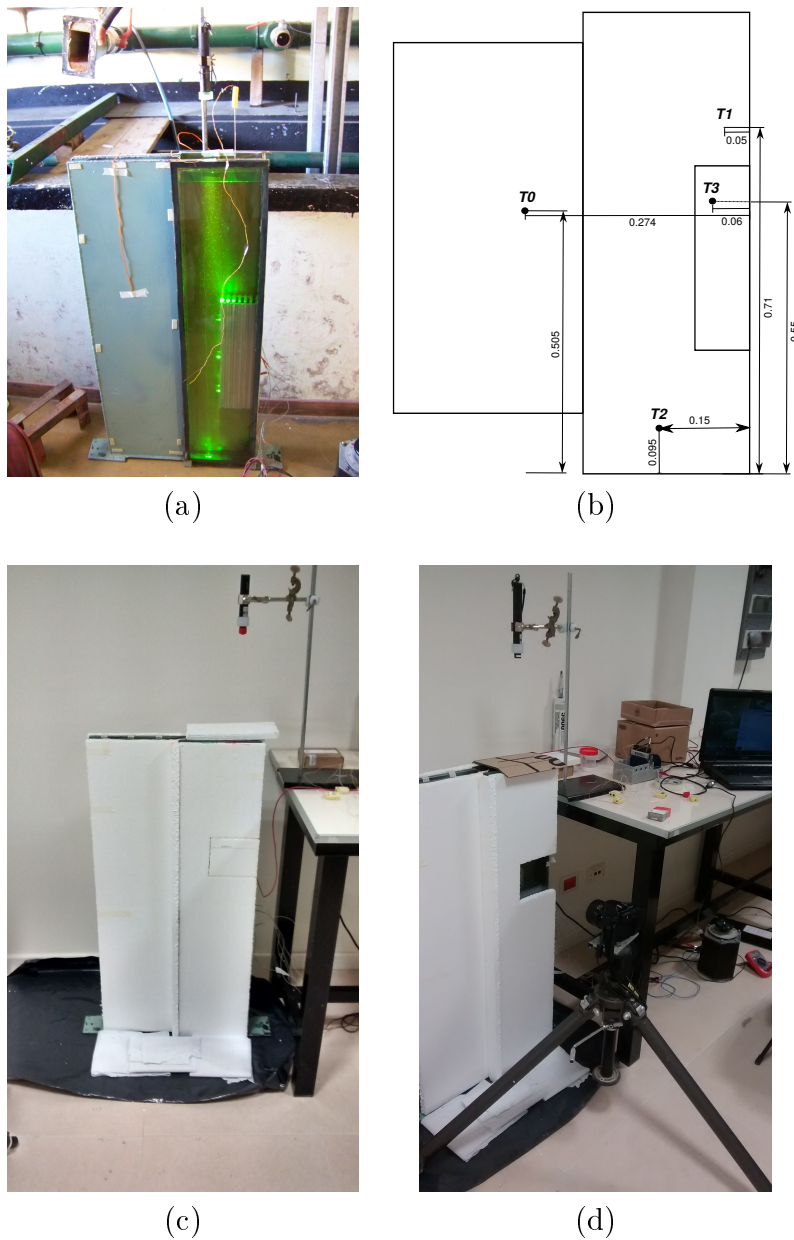


Figura 5.4: Esquema del dispositivo experimental. (a) vista general del dispositivo sin aislación térmica, (b) Ubicación de los sensores de temperatura en los puntos de interés, (c) Dispositivo aislado térmicamente y (d) Configuración del dispositivo para medir campos de velocidades en las ventanas de interés.

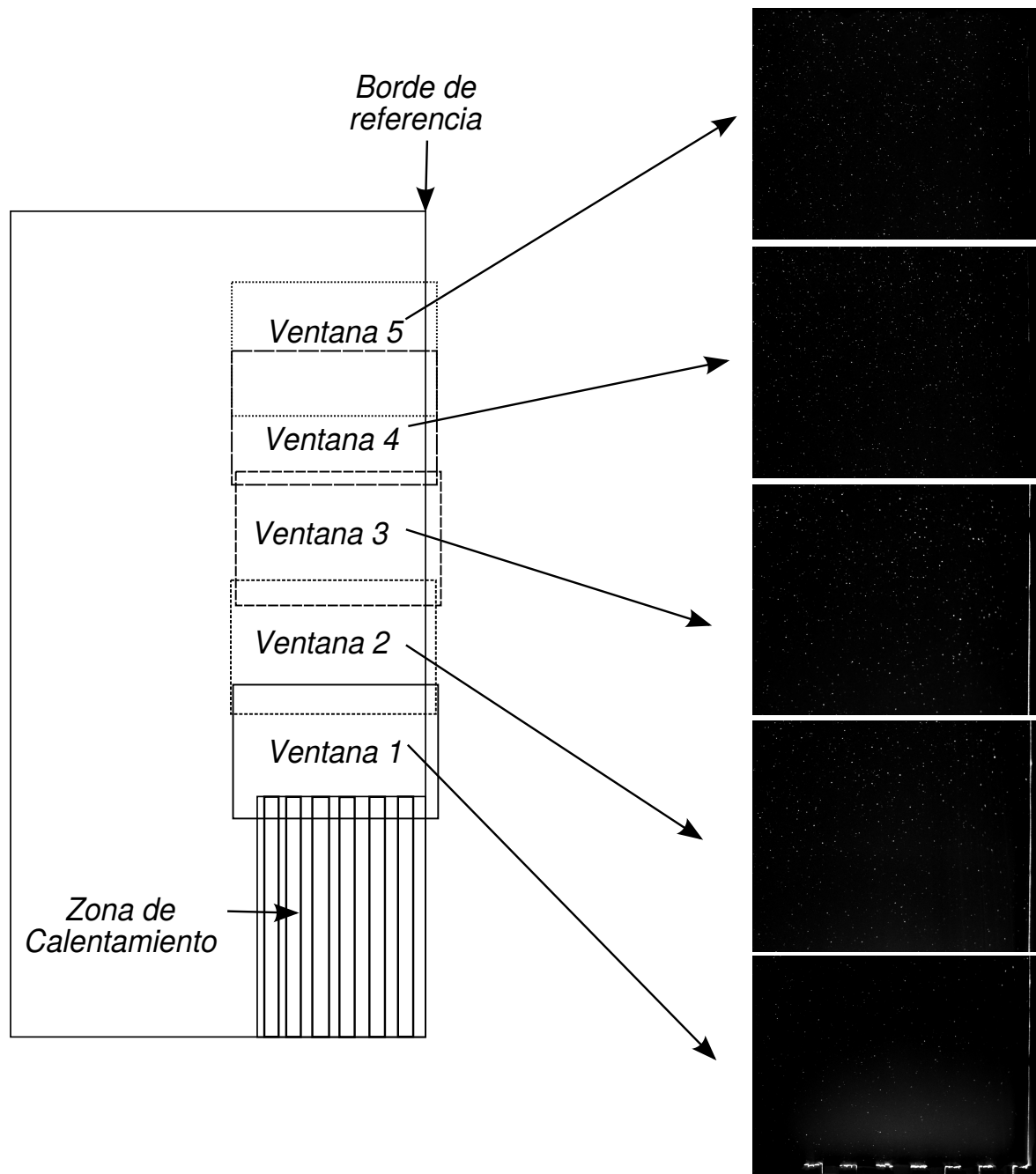


Figura 5.5: Esquema de ubicación de las ventanas de medición de campos de velocidades e imágenes que se obtienen de cada región.

5.5. Resultados Numéricos

En la Figura 5.6 se pueden observar los campos de temperaturas y de velocidades en el plano medio de la cavidad ($y=0.035$ m), así mismo, se puede observar en la figura central, la ubicación de la ventana de medición, que será posteriormente comparada con los resultados experimentales. Este plano corresponde al plano de iluminación generado por el láser para la medición de campos de velocidades y las temperaturas dadas por T1, T2 y T3. En la Figura 5.7, se observan los campos de temperaturas y velocidades

en un plano de la cavidad que corta transversalmente la aleta más cercana a la ventana de medición. Este plano es importante debido a que el sensor que mide la temperatura en la aleta (T_0) se encuentra localizado sobre este plano.

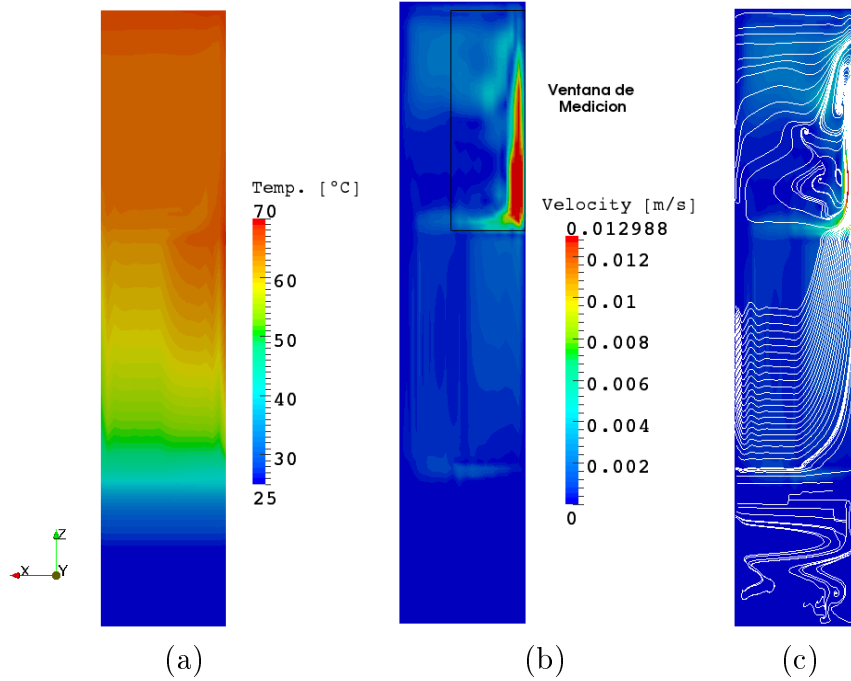


Figura 5.6: Plano Medio $y=0.035$, Modelo Laminar. (a) Campo de temperaturas, (b) Campo de velocidades, (c) líneas de corriente.

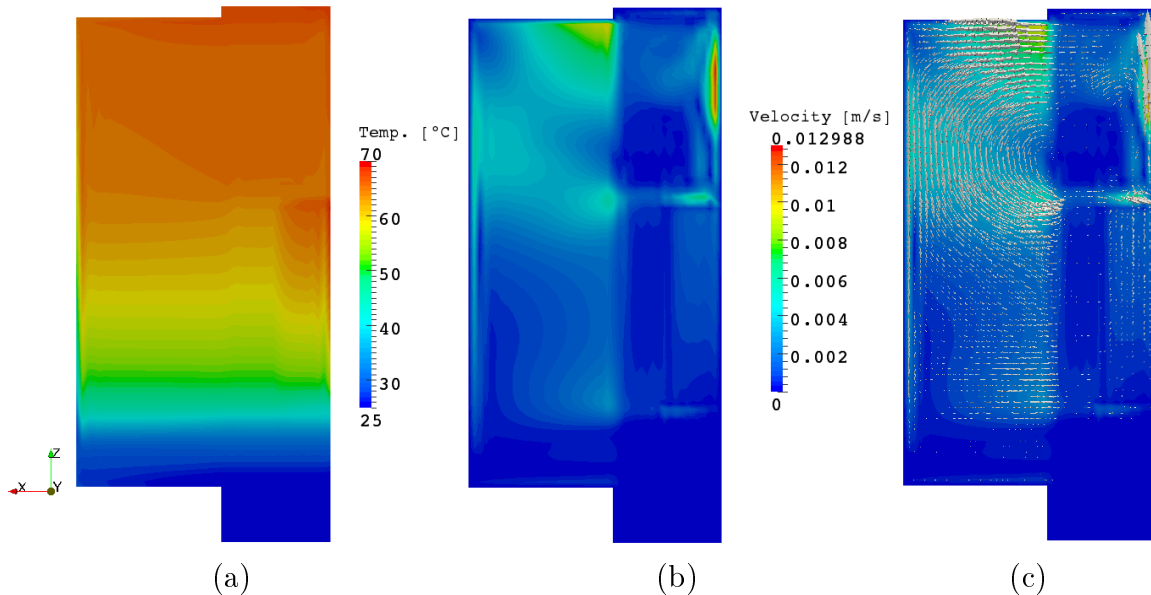


Figura 5.7: Plano $y=0.0535$, Modelo Laminar. (a) Campo de temperaturas, (b) Campo de velocidades (magnitud), (c) campo de vectores de velocidad.

Los resultados presentados en las Figuras 5.6 y 5.7 muestran grandes semejanzas con los resultados numéricos obtenidos con la SR. De nuevo, el campo de temperaturas

presenta un comportamiento estratificado. También es notorio como el campo de velocidades presenta similitudes con dichos resultados. Esto es, las velocidades más altas corresponden al flujo que recircula desde la parte superior de la zona de calentamiento, ingresa a la aleta y retorna al tanque en la misma altura del jet de salida de la región calefaccionada. Un caudal más pequeño es succionado desde la parte inferior de la zona de calentamiento donde es acelerado hacia la parte superior. El cuarto inferior de la cavidad presenta velocidades muy chicas y prácticamente el fluido se encuentra en reposo a una misma temperatura. Desde el punto de vista cuantitativo, las temperaturas y velocidades que se obtienen con la geometría y condiciones del dispositivo experimental son del mismo orden de magnitud que las obtenidas con el modelo de la SR. La temperatura máxima en el caso de la simulación del DE es menor que en la SR. Esto se explica porque en el DE sólo se consideró el calentamiento en la región que simula el bobinado del transformador.

5.6. Resultados Experimentales

En esta sección se comparan los resultados experimentales de temperatura y velocidad con los obtenidos de las simulaciones numéricas.

La Figura 5.8 muestra a la derecha la evolución a lo largo del tiempo de la temperatura media del fluido, promediando su valor en todo el dominio de la simulación. Se puede observar que llegar al estado estacionario toma alrededor de 8 horas. En tiempo de cálculo, toma aproximadamente 60000 pasos de tiempo alcanzar este estado y a un promedio de 23 segundos por paso de tiempo, el tiempo de simulación es alrededor de 15 días. Esta estimación del tiempo de cálculo se realizó para una corrida de 16 procesos realizada en cuatro nodos, cada uno con procesador core i7 3820 de 3.6GHz.

A la derecha de esta misma figura, se comparan los valores de temperatura medidos en los 4 puntos estratégicos, con el valor de temperatura media de la simulación, en función del tiempo y una vez se ha logrado el estado estacionario. En el experimento, el dispositivo experimental se pone en funcionamiento por 12 horas a la potencia de referencia de 182 Watts. Una vez pasado este tiempo donde se estima que el flujo ya se encuentra en estado estacionario, se procede a registrar los valores de temperatura en los cuatro puntos de interés en un lapso de tiempo, primero para registrar los valores de temperatura y segundo, para comprobar que las temperaturas estén estables. En la Figura 5.8 (b) se puede observar claramente que las temperaturas en el dispositivo experimental han llegado a un estado estable.

Para complementar las mediciones de temperatura, se tomaron termografías del DE en estado térmico estacionario. Las mismas pueden verse en la Figura 5.9. Cada fotograma térmico se tomó a distintas alturas del canal de aire, el valor de referencia que aparece en cada una de ellas está separado cada 10 cm desde el suelo (figuras (a) -

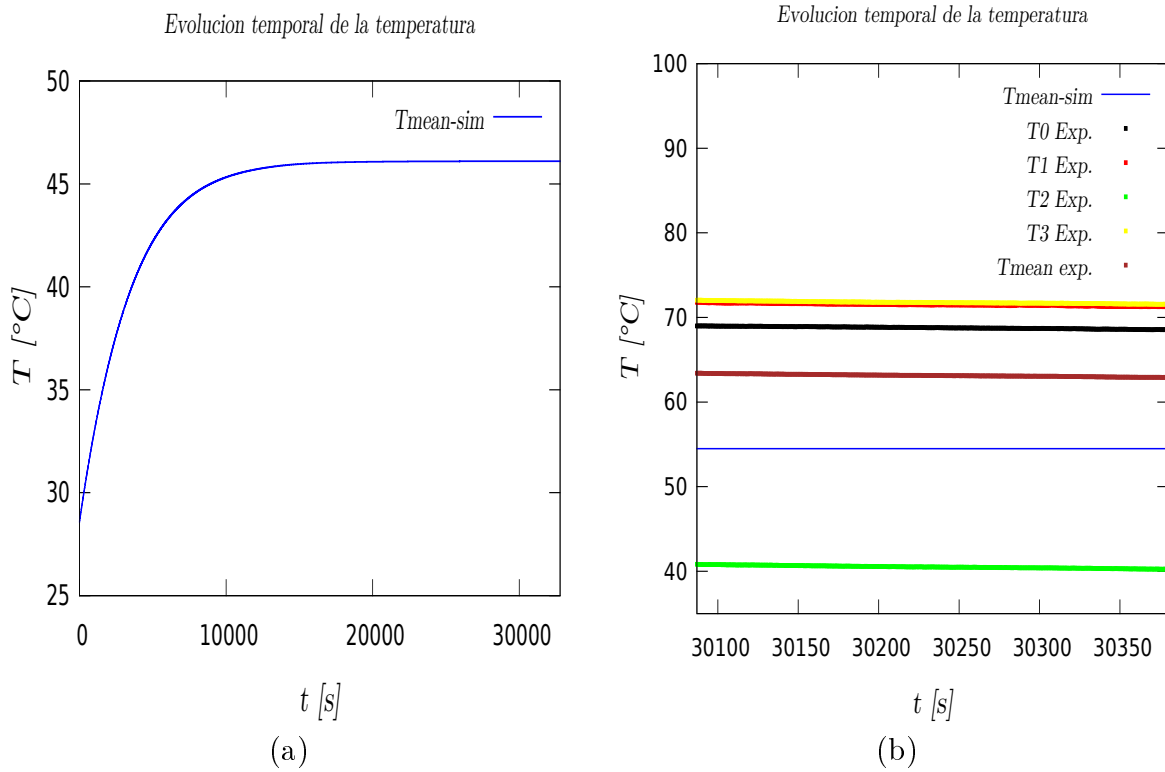


Figura 5.8: Evolución de la temperatura hasta llegar al estado estacionario. (a) Temperatura media en la simulación. (b) Comparación con los valores de temperatura experimentales en estado estacionario.

(i)). Con estas imágenes térmicas se puede observar que la distribución de temperaturas en las paredes de las aletas que forman el canal de aire, se encuentra estratificado.

De las imágenes térmicas se puede observar que la temperatura ambiente del recinto en el que se realizó el experimento es mayor a 20°C .

La Tabla 5.1 muestra una comparación entre los valores de temperatura medidos con la simulación. Cabe resaltar que la simulación S1 se realizó tomando como temperatura ambiente un valor de 20°C . Si se tomara un valor de temperatura mayor, más acorde a lo observado experimentalmente, se espera que la temperatura aumente en la misma proporción en todo punto del dominio.

	T0	T1	T2	T3
<i>Experimento</i>	69.04	71.78	40.83	72.03
<i>Simulación (S1)</i>	53.39	57.41	20.12	55.50

Tabla 5.1: Comparación de mediciones de temperatura entre el experimento y la simulación.

Se puede notar que el porcentaje de diferencia con respecto al valor experimental (relativo al rango operativo del transformador (de -10 a 90°C)), es del 16 % para las temperaturas T0, T1 y T3 y del 21 % para la temperatura T2 (temperatura en el fondo

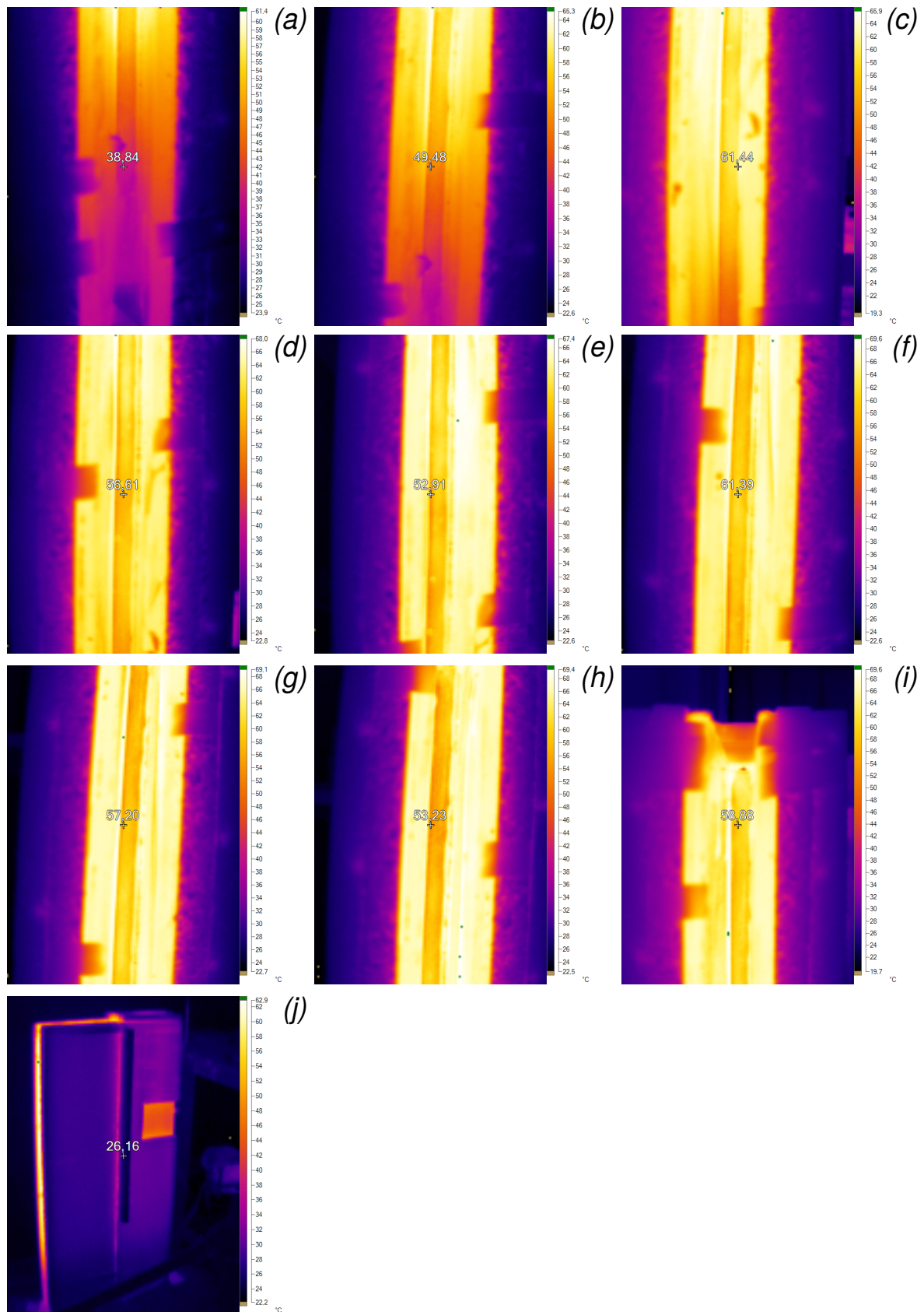


Figura 5.9: Termografías del dispositivo experimental en estado estacionario. El punto de referencia en cada imagen se encuentra a diferentes alturas del canal de aire respecto del eje z.

de la cavidad). Las mayores diferencias se encuentran en la temperatura del fondo de la cavidad (T2). Esto se debe principalmente a que el dispositivo experimental se ubicó sobre el suelo, lo que impide que el aire circule libremente desde el fondo del canal y sólo ingrese aire lateralmente. Cabe mencionar que el dispositivo se ubicó de esta manera por razones de seguridad y disponibilidad de recursos del laboratorio.

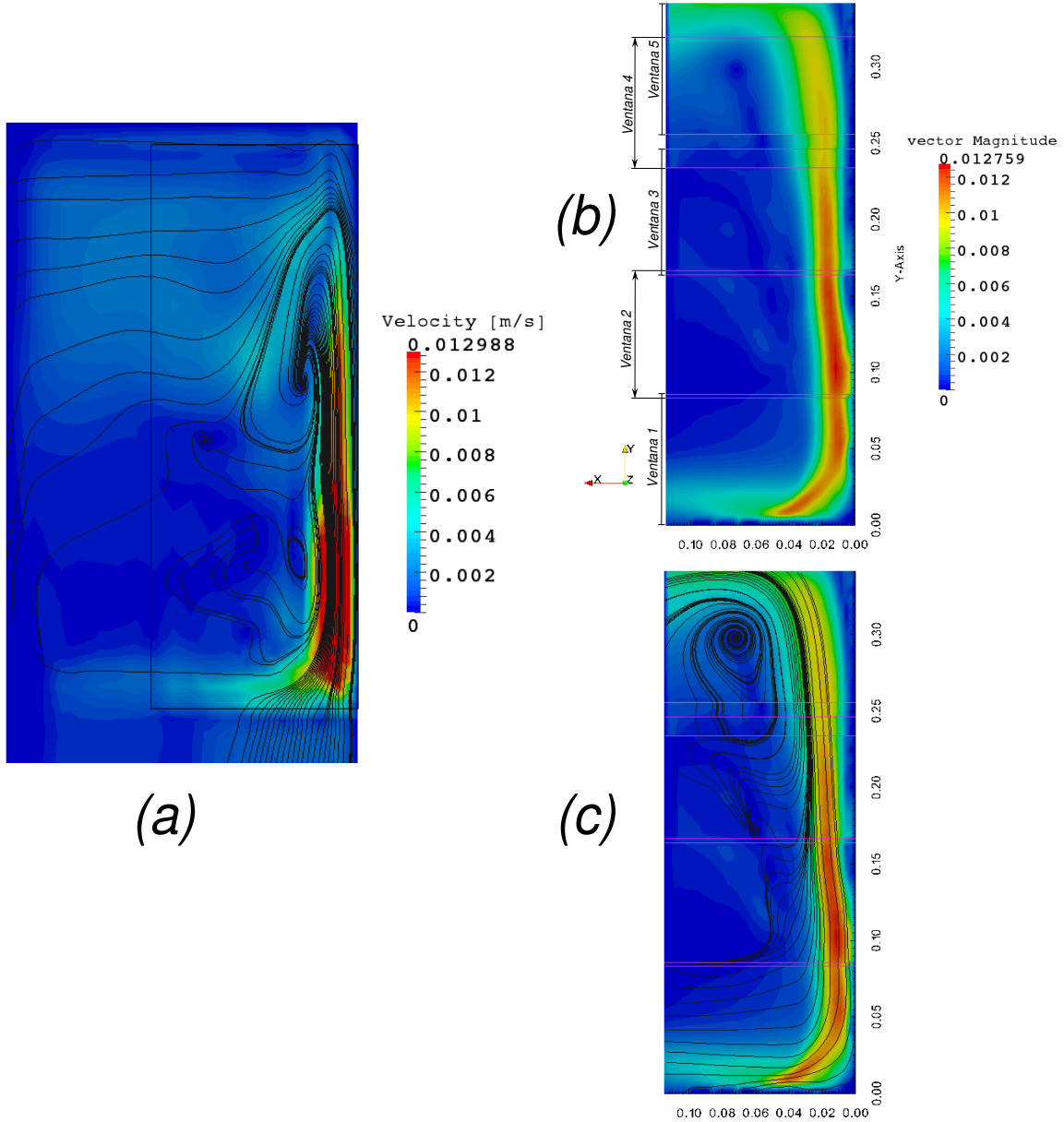


Figura 5.10: Plano medio $y=0.035$, Comparación con resultados experimentales. (a) Campo de velocidades obtenido con la simulación laminar en la región de interés, (b) Campo de velocidades reconstruido a partir de las mediciones de velocidades (magnitud), (c) campo de velocidades experimentales con las líneas de corriente.

Por otro lado, con respecto al patrón de flujo, la Figura 5.10 muestra una comparación entre la proyección del campo de velocidades sobre el plano xy de la simulación en estado térmico estacionario con el campo de velocidades medido en el experimento. Cabe resaltar que se realizó la proyección del campo de velocidades de los resultados

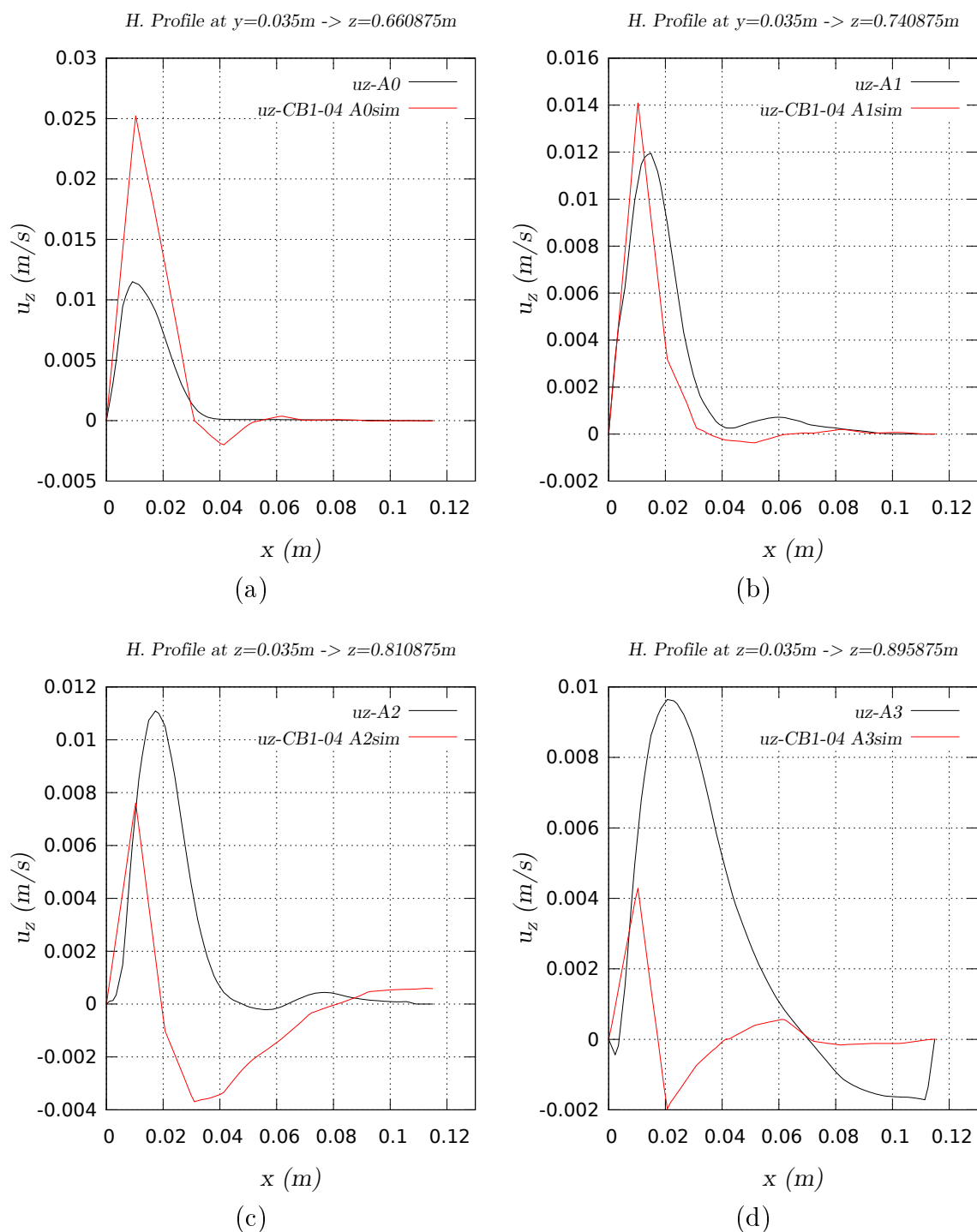


Figura 5.11: Perfiles de velocidades a distintas alturas del eje z en comparación con los obtenidos de las simulaciones. (a) $z=0.66\text{ m}$, (b) $z=0.74\text{ m}$, (c) $z=0.81\text{ m}$ (d) $z=0.89\text{ m}$.

numéricos para poder establecer una comparación directa con los resultados experimentales pues los campos que se obtienen con la técnica PIV arrojan campos de velocidades bidimensionales. El campo de velocidades correspondiente a los resultados experimentales de esta misma figura, se obtiene como resultado de una reconstrucción, fusionando los campos de las ventanas de medición individuales (ver Figura 5.5) en un

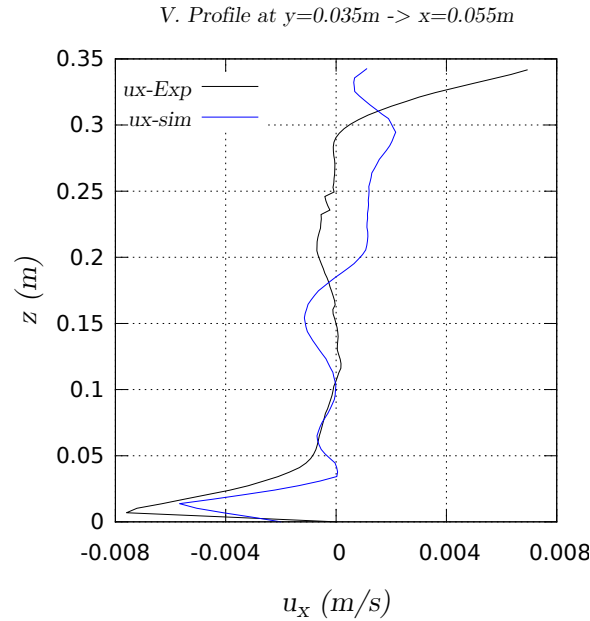


Figura 5.12: Perfil vertical de velocidades en el experimento y la simulación.

solo campo. Cabe mencionar que el flujo observado experimentalmente no muestran ninguna característica de flujo turbulento.

Mediante las líneas de corriente que se observan tanto en la simulación como en el experimento, se puede notar una gran diferencia entre las líneas de corriente experimentales y las obtenidas numéricamente principalmente en la región de la ventana de medición 4. Esto puede deberse principalmente a que en el experimento hay una abertura en la pared superior de la cuba para poder introducir el aceite en la cavidad, de este modo, a diferencia de la simulación, en donde la superficie superior de la cuba tiene condición de no deslizamiento (pared), en el experimento es una superficie libre. Reproducir esta condición en la simulación se sale del objetivo de la validación, pues un transformador real, es una cavidad cerrada. A pesar de esta diferencia, la simulación reproduce relativamente bien el jet de salida de la región de calentamiento.

Para realizar una comparación cuantitativa de las velocidades, se compararon perfiles de velocidades horizontales y verticales.

La Figura 5.11 muestra una comparación cuantitativa entre valores de la componente en z de la velocidad, a través de perfiles realizados a lo largo de ejes horizontales ubicados a distintas alturas del eje z . Mientras que la Figura 5.12 muestra una comparación entre perfiles de la componente x de la velocidad tomados a $x=0.055m$. Si bien existen diferencias entre los resultados experimentales y las simulaciones, el orden de magnitud de las mismas coinciden.

Por otro lado las mayores diferencias se encuentran en el campo de temperaturas. Esto puede deberse en parte, a que la temperatura externa en el experimento difiere

del valor tomado en la simulación. Por otra parte, la condición de borde de convección utilizando un coeficiente de transferencia de calor aproximado mediante las correlaciones descritas en la sección 4.2, puede no ser el adecuado. En su lugar se podrían evaluar los datos experimentales de temperatura dados por las termografías para estimar un coeficiente h más realista o bien usar un coeficiente de transferencia de calor dependiente de la temperatura de pared.

5.6.1. Conclusiones

Las simulaciones numéricas logran reproducir razonablemente las características básicas de los campos de temperatura y velocidades del dispositivo experimental. Las diferencias entre las condiciones de frontera de la simulación con respecto a las condiciones experimentales, en la pared superior del tanque o cuba afectan el patrón de flujo en la zona superior del dispositivo. Esto explica las discrepancias encontradas entre los patrones de flujo medidos y calculados. A pesar de ello, las velocidades encontradas en ambos casos son del mismo orden de magnitud. Adicionalmente tanto en el experimento como en la simulación, no se observaron características de flujo turbulento.

Los datos de temperatura medidos y calculados muestran que la máxima diferencia se encuentra en la zona del fondo del dispositivo (20 %). Una posible causa de estas diferencias puede ser, por un lado, a que el experimento se encontraba sobre el suelo impidiendo que el aire circule libremente desde el fondo del canal y sólo ingrese aire lateralmente y por otro, a la diferencias en la temperatura externa. Aún así, los valores de temperatura en las zonas restantes medidas no superan una diferencia del 16 % en comparación a los valores calculados.

Los resultados experimentales presentados en este capítulo constituyen una referencia para validación de códigos numéricos y el dispositivo una herramienta para estudio termo-fluido-dinámico de convección natural en canales, aletas y cavidades.

Capítulo 6

Conclusiones

“Es mejor debatir una cuestión sin llegar a concluir, que llegar a una conclusión sin debatirla.”

— Joseph Joubert

El conjunto de trabajos realizados para esta tesis se agrupa en dos partes: por un lado se desarrollaron dispositivos experimentales para el estudio de flujo por convección natural bajo diversas condiciones. Junto con este desarrollo se realizaron mediciones de campos de velocidades y temperaturas en flujos convectivos, que se encuentran en estado térmico estacionario. Por otra parte, y de forma paralela, se realizaron distintos cálculos basados en el método de elementos finitos aplicado a las ecuaciones de conservación de continuidad, momento y energía, estas últimas acopladas mediante un término boyante, para el estudio del problema de refrigeración en un transformador de distribución mediante el mecanismo de convección natural interna y externa. De estos trabajos se obtuvieron un conjunto de conclusiones específicas que se detalla a continuación.

De los dispositivos experimentales desarrollados:

- Los resultados experimentales de la cavidad cúbica sugieren que la condición de flujo completamente desarrollado no se alcanzó al tiempo de la medición. Este hecho puede explicar las discrepancias observadas entre los resultados numéricos y experimentales. Así, se encontraron números de Nusselt y velocidades mayores en los resultados experimentales comparados con los resultados numéricos. A pesar de estas diferencias, el tamaño de las capas límite de velocidad y temperatura, así como también las escalas de velocidad y temperatura obtenidas con las simulaciones concuerdan con el experimento.
- El patrón de flujo numérico y experimental presenta un comportamiento no oscilatorio, reflejando un flujo convectivo estable. Este comportamiento difiere de

lo reportado en la literatura por [21, 22], que obtuvieron flujos dependientes del tiempo para números de Rayleigh similares. Si bien el proceso de transición es sensible a diferentes factores del experimento o del método numérico, podría decirse también que el cálculo del número de Rayleigh para fluidos con viscosidad variable como el analizado, utilizando valores de temperatura impuestos en las paredes puede no ser comparable al caso de viscosidad constante. El número de Rayleigh calculado usando el valor de viscosidad a una temperatura de referencia, puede no ser representativo de los valores medios de viscosidad en gran parte del dominio. En este caso las propiedades variables del fluido podrían estar actuando como un factor que estabiliza al flujo retrasando la transición a la turbulencia.

- En el caso del experimento de la SR, los resultados experimentales muestran un campo de temperaturas estratificado que valida los resultados numéricos obtenidos con las simulaciones realizadas tanto para el modelo numérico del experimento, como para el modelo de la SR.
- Tanto en el experimento como en la simulación de la SR, no se observaron características de flujo turbulento.
- Los datos de temperatura medidos y calculados relacionados al DE de la SR muestran que la máxima diferencia se encuentra en la zona del fondo del dispositivo (de aproximadamente el 20 %). Una posible causa de estas diferencias puede ser, por un lado, a que el experimento se encontraba sobre el suelo impidiendo que el aire circule libremente desde el fondo del canal y sólo ingrese aire lateralmente y por otro, a la diferencias en la temperatura externa. Aún así, los valores de temperatura en las zonas restantes medidas no superan una diferencia del 16 % en comparación a los valores calculados.
- Los resultados experimentales presentados tanto en el capítulo 3, como en el 5 constituyen una referencia para validación de códigos numéricos y los dispositivos en sí, una herramienta para estudio termo-fluido-dinámico de convección natural en canales, aletas y cavidades.

Del modelado numérico 3D:

- Se presentó un estudio numérico que proporciona las características básicas del patrón de flujo y transferencia de calor para el flujo por convección natural en una cavidad cúbica de un fluido con viscosidad variable a números de Rayleigh en el rango de $Ra = 1,7 \times 10^8$ a $Ra = 6,3 \times 10^8$ y que además es consistente con los datos experimentales.

-
- En comparación con fluidos con viscosidad constante puede decirse que como característica principal, la dependencia de la viscosidad con la temperatura causa una ligera asimetría en el campo de velocidades en estado estacionario, la cual se vuelve despreciable a medida que el número de Rayleigh aumenta dentro del rango estudiado.
 - El modelo numérico de la SR del transformador predice el comportamiento estratificado del campo de temperaturas. Esto se condice con las imágenes termográficas del prototipo en el ensayo de calentamiento [3]. Adicionalmente, el campo de velocidades es consistente con los campos obtenidos por otros autores en un transformador con una geometría similar al del presente trabajo.
 - Los resultados de los campos de velocidades con el modelo de la SR, muestran un patrón de flujo que se concentra principalmente en el cuarto superior de la sección representativa que conforma el modelo. Las temperaturas muestran un gradiente importante en el tercio superior. Esto sugiere que la aleta está transfiriendo calor por conducción al canal de aire en su parte inferior más que por convección interna del aceite. Se puede concluir de estos resultados que hay un mal aprovechamiento de la capacidad refrigerante de la superficie exterior de la aleta.
 - Las simulaciones numéricas del dispositivo experimental de la SR logran reproducir razonablemente las características básicas de los campos de temperatura y velocidades del dispositivo experimental.
 - Las diferencias entre las condiciones de frontera de la simulación con respecto a las condiciones experimentales del DE, en la pared superior del tanque o cuba afectan el patrón de flujo en la zona superior del dispositivo. Esto explica las discrepancias encontradas entre los patrones de flujo medidos y calculados. A pesar de ello, las velocidades encontradas en ambos casos son del mismo orden de magnitud.

Apéndice A

Modelado Bidimensional de una sección representativa

A.1. Resumen

El objetivo principal del presente trabajo es reducir tiempos de cálculo del modelo numérico y facilitar el proceso de diseño, con este fin, partimos de la SR (ver capítulo 4) y planteamos un modelo 2D que reproduzca los fenómenos más relevantes del proceso de refrigeración para esta geometría específica, como por ejemplo, una región de calentamiento, otra de refrigeración e inclusive, zonas con diferentes espesores. Este tipo de problemas aparecen en dispositivos termohidráulicos como los transformadores de distribución tipo ONAN (Oil Natural- Air Natural). Sin embargo, como estudiar la geometría total es poco práctico, desde el punto de vista computacional, y dado los tiempos de cálculo que se requieren, por ejemplo, para resolver el problema con el modelo tridimensional descrito en el capítulo 4, se presenta una nueva herramienta numérica para abordar este problema. Con esta herramienta se busca realizar pruebas rápidas con diferentes modificaciones geométricas que permitan maximizar la transferencia térmica en estos dispositivos. Como se mencionó en las conclusiones de la tesis, los resultados numéricos y experimentales muestran una clara deficiencia en el proceso de refrigeración. El modelo que se propone en esta sección, se obtiene mediante la integración de las ecuaciones de conservación de continuidad, momento y energía. Esta integración se realiza considerando conocidas las dependencias de la velocidad y temperatura en función de la tercera coordenada (coordenada de integración). Este tipo de enfoque ha sido empleado por otros autores como Kuwahara et. al. [39]. En su trabajo Kuwahara considera la profundidad como una función continua y propone un perfil de velocidades conocido que depende a su vez de esta función. En su trabajo, el autor realiza este proceso de homogeneización en la ecuación de momento. Con la herramienta que presentamos buscamos extender este procedimiento a la ecuación de

transporte de energía acoplada a la de momento para el estudio de flujos convectivos.

A.2. Modelo Matemático

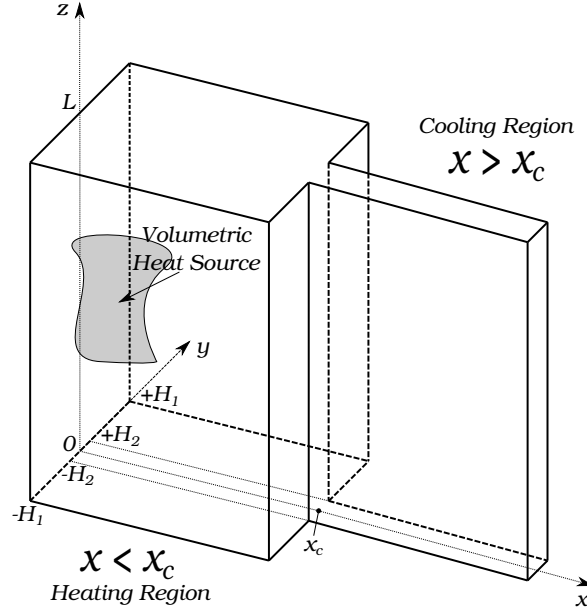


Figura A.1: Descripción geométrica de la cavidad y coordenadas del sistema.

Consideremos la geometría mostrada en la Figura A.1. El flujo está gobernado por las ecuaciones de Navier-Stokes incompresible acoplada a la ecuación de transporte de energía térmica mediante el término boyante dadas por las ecuaciones 4.1.

Distinguimos dos regiones en la geometría estudiada: la primera, la región de calentamiento ($x < x_c$), en donde se localiza en una región determinada una fuente volumétrica de calor y la segunda, la región de refrigeración ($x > x_c$), la cual corresponde a la aleta. Estamos interesados en las siguientes condiciones de borde a lo largo de la coordenada y , según las hipótesis del modelo de la SR (simetría de traslación, condición de convección en las paredes de la aleta, simetría en el plano medio de la SR, etc.):

$$\text{Para } x < x_c \quad \left\{ \begin{array}{l} \left(\frac{\partial T(x,y,z,t)}{\partial y} \right)_{H_1} = \left(\frac{\partial T(x,y,z,t)}{\partial y} \right)_{-H_1} = 0. \\ u_y = 0, \quad \text{en } y = H_1, -H_1 \\ \left(\frac{\partial u_x}{\partial y} \right) = \left(\frac{\partial u_z}{\partial y} \right) = 0 \quad \text{en } y = H_1, -H_1 \end{array} \right. \quad (\text{A.1})$$

$$\text{para } x > x_c \quad \left\{ \begin{array}{l} \left(\frac{\partial T(x,y,z,t)}{\partial y} \right)_{H_2} = -\frac{h}{k}(T_s(x, H_2, z, t) - T_\infty). \\ \left(\frac{\partial T(x,y,z,t)}{\partial y} \right)_{-H_2} = \frac{h}{k}(T_s(x, -H_2, z, t) - T_\infty). \\ u_x = u_y = u_z = 0, \quad \text{en } y = H_2, -H_2 \end{array} \right. \quad (\text{A.2})$$

Usando el procedimiento de [39], consideramos que la velocidad la podemos escribir de la siguiente forma:

$$u_x(x, y, z, t) = \bar{u}_x(x, z, t)f(y), \quad (\text{A.3})$$

$$u_z(x, y, z, t) = \bar{u}_z(x, z, t)f(y), \quad (\text{A.4})$$

con las siguientes condiciones:

$$f'(0) = 0 \quad \int_{-H}^H f(y)dy = 2H \quad (\text{A.5})$$

Por otro lado, como $u_y(x, y, z) \simeq 0$, las ecuaciones de continuidad y momento pueden reescribirse como:

$$\frac{\partial u_x}{\partial x} + \frac{\partial u_z}{\partial z} = 0 \quad (\text{A.6})$$

$$\rho \frac{\partial u_x}{\partial t} + \rho \left(u_x \frac{\partial u_x}{\partial x} + u_z \frac{\partial u_x}{\partial z} \right) = -\frac{\partial p}{\partial x} + \mu \left(\frac{\partial^2 u_x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u_x}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u_x}{\partial z^2} \right), \quad (\text{A.7})$$

$$\frac{\partial p}{\partial y} = 0, \quad (\text{A.8})$$

$$\rho \frac{\partial u_z}{\partial t} + \rho \left(u_x \frac{\partial u_z}{\partial x} + u_z \frac{\partial u_z}{\partial z} \right) = -\frac{\partial p}{\partial z} + \mu \left(\frac{\partial^2 u_z}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u_z}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u_z}{\partial z^2} \right) + \rho g_z, \quad (\text{A.9})$$

donde p tiene la forma $p = p(x, z, t)$ como resultado de A.8. Usando los perfiles de velocidades A.3 y A.4, las ecuaciones de continuidad y momento integradas sobre la coordenada de profundidad, resultan en

$$\frac{\partial \bar{u}_x(2H)}{\partial x} + \frac{\partial \bar{u}_z(2H)}{\partial z} = 0 \quad (\text{A.10})$$

$$\begin{aligned} \rho \frac{\partial \bar{u}_x(2H)}{\partial t} + \rho \int_{-H}^H f^2(y) dy \left(\bar{u}_x \frac{\partial \bar{u}_x}{\partial x} + \bar{u}_z \frac{\partial \bar{u}_x}{\partial z} \right) = \\ -2H \frac{\partial p}{\partial x} + 2H\mu \left(\frac{\partial^2 \bar{u}_x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \bar{u}_x}{\partial z^2} \right) + 2\mu \bar{u}_x f'(H), \end{aligned} \quad (\text{A.11})$$

$$\begin{aligned} \rho \frac{\partial \bar{u}_z(2H)}{\partial t} + \rho \int_{-H}^H f^2(y) dy \left(\bar{u}_x \frac{\partial \bar{u}_z}{\partial x} + \bar{u}_z \frac{\partial \bar{u}_z}{\partial z} \right) = \\ -2H \frac{\partial p}{\partial z} + 2H\mu \left(\frac{\partial^2 \bar{u}_z}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \bar{u}_z}{\partial z^2} \right) + 2\mu \bar{u}_z f'(H) + 2H g_z, \end{aligned} \quad (\text{A.12})$$

El conjunto de ecuaciones bidimensionales A.10-A.12, pueden escribirse en forma compacta como:

$$\nabla \cdot \bar{u} = 0, \quad (\text{A.13})$$

$$\rho \frac{\partial \bar{u} 2H}{\partial t} + \rho \int_{-H}^H f^2(y) dy (\bar{u} \cdot \nabla) \bar{u} = -2H \nabla p + 2H\mu \nabla^2 \bar{u} + 2\mu f'(H) \bar{u} + 2H \rho g, \quad (\text{A.14})$$

donde H podría llegar a ser una función discontinua debido a la contracción repentina de la geometría (ver Figura A.1). De forma similar, la velocidad podría llegar a ser discontinua debido a esta contracción. Por esta razón, es más conveniente escribir las nuevas ecuaciones bidimensionales en términos de una nueva variable, que sí es continua: el caudal (q). Esta variable está definida como:

$$q(x, z, t) = \bar{u}(x, z, t)(2H), \quad (\text{A.15})$$

Así, las ecuaciones integradas de continuidad y momento pueden escribirse como,

$$\nabla \cdot q = 0, \quad (\text{A.16})$$

$$\rho \frac{\partial q}{\partial t} + \rho \int_{-H}^H \frac{f^2(y)}{4H^2} dy (q \cdot \nabla) q = -2H \nabla p + \mu \nabla^2 q + \mu \frac{f'(H)}{H} q + 2H \rho g. \quad (\text{A.17})$$

Nótese que aparece un nuevo término. El significado físico de este término es la adición de los efectos de fricción debido a las paredes trasera y frontal de la cavidad. Éste consiste en una resistencia al flujo, lineal con el caudal, afectado por un factor que depende del perfil de velocidades propuesto. Así, para la región $x < x_c$, consideramos un perfil de velocidades uniforme, compatible con las condiciones de borde (A.1), de la forma:

$$u_x(x, y, z, t) = \bar{u}_x(x, z, t), \quad (\text{A.18})$$

$$u_z(x, y, z, t) = \bar{u}_z(x, z, t), \quad (\text{A.19})$$

y si consideramos un perfil de velocidad local de Poiseuille para la región $x > x_c$, como sigue,

$$u_x(x, y, z, t) = \bar{u}_x(x, z, t) \left(1 - \frac{y^2}{H^2}\right), \quad (\text{A.20})$$

$$u_z(x, y, z, t) = \bar{u}_z(x, z, t) \left(1 - \frac{y^2}{H^2}\right), \quad (\text{A.21})$$

la ecuación de momento resulta en:

$$\rho \frac{\partial q}{\partial t} + \rho \frac{3}{5H} (q \cdot \nabla) q = -2H \nabla p + \mu \nabla^2 q - \mu \frac{3}{H^2} q + 2H \rho g. \quad \text{para } x > x_c \quad (\text{A.22})$$

$$\rho \frac{\partial q}{\partial t} + \rho \frac{1}{2H} (q \cdot \nabla) q = -2H \nabla p + \mu \nabla^2 q + 2H \rho g. \quad \text{para } x < x_c \quad (\text{A.23})$$

Por otro lado, debido a que el problema de convección natural involucra un acoplamiento térmico entre las ecuaciones de momento y energía, suponemos un perfil de temperatura general que depende de la profundidad de la cavidad de la siguiente manera,

$$T(x, y, z, t) = T(x, z, t)g(y), \quad (\text{A.24})$$

con las siguientes observaciones:

$$T(x, 0, z, t) = T(x, z, t)g(0) = T_{max}(x, y, z, t) \Rightarrow g(0) = 1, \quad (\text{A.25})$$

$$\Rightarrow T(x, y, z, t) = T_{max}(x, z, t)g(y), \quad (\text{A.26})$$

$$T(x, H, z, t) = T_{max}(x, z, t)g(H) = T_s(x, z, t). \quad (\text{A.27})$$

Utilizando un procedimiento análogo al empleado en la ecuación de momento, expresamos la ecuación de transporte de energía en términos de la temperatura de mezcla (Bulk Temperature), en lugar de la temperatura máxima. La temperatura de mezcla (T_b) resulta una función continua aún con discontinuidades de H , y está definida como

(ver [62]):

$$T_b(x, y, z, t) = \frac{\int_{-H}^H u T dy}{\int_{-H}^H u dy}. \quad (\text{A.28})$$

$$T_b(x, y, z, t) = \frac{T_{max}(x, z, t)}{2H} \int_{-H}^H f(y) g(y) dy. \quad (\text{A.29})$$

Así, el perfil de temperatura general se escribe como,

$$T(x, y, z, t) = 2HT_b(x, z, t) \frac{g(y)}{\int_{-H}^H f(y) g(y) dy}. \quad (\text{A.30})$$

Reemplazando los perfiles de velocidad y temperatura propuestos e integrando sobre la tercera coordenada (y), se obtiene la siguiente ecuación de energía bidimensional,

$$\left(\frac{2Hg(y)}{\int_{-H}^H f(y) g(y) dy} \right) \frac{\partial T_b}{\partial t} + 2H(\bar{u} \cdot \nabla) T_b = \left(\frac{2Hg(y)}{\int_{-H}^H f(y) g(y) dy} \right) \alpha \nabla^2 T_b - \frac{2h}{\rho C_p} \left(\frac{2Hg(y)}{\int_{-H}^H f(y) g(y) dy} T_b - T_\infty \right). \quad (\text{A.31})$$

donde $T_b = T_b(x, z, t)$, $\bar{u} = \bar{u}(x, z, t)$, H es la profundidad a lo largo de y , α es el coeficiente de difusividad térmica y h es el coeficiente de convección. De nuevo, queremos expresar la ecuación de energía en términos del caudal (q) en lugar de la velocidad, la cual puede llegar a ser discontinua en presencia de una contracción abrupta en la geometría.

$$\left(\frac{2Hg(y)}{\int_{-H}^H f(y) g(y) dy} \right) \frac{\partial T_b}{\partial t} + (q \cdot \nabla) T_b = \left(\frac{2Hg(y)}{\int_{-H}^H f(y) g(y) dy} \right) \alpha \nabla^2 T_b - \frac{2h}{\rho C_p} \left(\frac{2Hg(y)}{\int_{-H}^H f(y) g(y) dy} T_b - T_\infty \right). \quad (\text{A.32})$$

La ecuación general integrada (A.32) se puede resolver solo si conocemos la dependencia de la velocidad y la temperatura con la coordenada de profundidad " y ", esto es, $f(y)$ y $g(y)$. Podemos obtener una forma particular de la ecuación (A.32), para ($x > x_c$), si por ejemplo, consideramos el perfil de velocidad local de Poiseuille (A.20)

y un $g(y)$ resolviendo la ecuación del calor para un canal infinito suponiendo flujo completamente desarrollado.

Así, si estamos en la región $x < x_c$, un perfil uniforme de T , cumple las condiciones (A.1), que $g(y) = 1$ y $T(x, y, z, t) = T_{max}(x, z, t)$ y usando la ecuación (A.28) obtenemos: $T(x, y, z, t) = T_b(x, z, t)$.

Para la región $x > x_c$, proponemos un perfil $\mathcal{O}(y^4)$, correspondiente a una condición de perfil térmico completamente desarrollado, en flujo Poiseuille, compatible con las condiciones de borde A.2 y con las observaciones A.25 - A.27:

$$T(x, y, z, t) - T_\infty = (T_{max}(x, z, t) - T_\infty) \left[-\frac{3h}{2kH \left(1 + \frac{5}{8} \frac{hH}{k}\right)} \left(\frac{y^2}{2} - \frac{y^4}{12H^2} \right) + 1 \right] \quad (\text{A.33})$$

y en términos de la temperatura de bulk, se tiene

$$T(x, y, z, t) - T_\infty = (T_b(x, z, t) - T_\infty) \frac{1}{\left(1 + \frac{17}{35} \frac{hH}{k}\right)} \left[-\frac{3h}{2kH} \left(\frac{y^2}{2} - \frac{y^4}{12H^2} \right) + \left(1 + \frac{5}{8} \frac{hH}{k} \right) \right] \quad (\text{A.34})$$

Así, la ecuación de energía para las dos regiones se reduce a:

$$(2H) \frac{\partial T_b}{\partial t} + \gamma_1 (q \cdot \nabla) T_b = \alpha 2H \nabla^2 T_b - \gamma_2 \frac{h}{\rho C_p} (T_b - T_\infty). \quad \text{para } x > x_c \quad (\text{A.35})$$

$$(2H) \frac{\partial T_b}{\partial t} + (q \cdot \nabla) T_b = \frac{2HS}{\rho C_p} + \alpha 2H \nabla^2 T_b, \quad \text{para } x < x_c. \quad (\text{A.36})$$

Podemos escribir de forma compacta la ecuación de continuidad, momento y energía, así,

$$\begin{cases} \nabla \cdot q = 0, \\ \rho \frac{\partial q}{\partial t} + \rho \alpha_1 (q \cdot \nabla) q = -2H \nabla p + \mu \nabla^2 q - \mu \alpha_2 q + 2H \rho g \\ (2H) \frac{\partial T_b}{\partial t} + \gamma_1 (q \cdot \nabla) T_b = \frac{2HS}{\rho C_p} + \alpha 2H \nabla^2 T_b - \gamma_2 \frac{h}{\rho C_p} (T_b - T_\infty). \end{cases} \quad (\text{A.37})$$

donde,

$$H = \begin{cases} H_1, & \text{si } x < x_c \\ H_2, & \text{si } x > x_c \end{cases} \quad (\text{A.38})$$

$$\alpha_1 = \begin{cases} \frac{1}{2H}, & \text{si } x < x_c \\ \frac{3}{5H}, & \text{si } x > x_c \end{cases} \quad (\text{A.39})$$

$$\alpha_2 = \begin{cases} 0, & \text{si } x < x_c \\ \frac{3}{H^2}, & \text{si } x > x_c \end{cases} \quad (\text{A.40})$$

$$\gamma_1 = \begin{cases} 1, & \text{si } x < x_c \\ \gamma_1(h, H, k), & \text{si } x > x_c \end{cases} \quad (\text{A.41})$$

$$\gamma_2 = \begin{cases} 0, & \text{si } x < x_c \\ \gamma_2(h, H, k), & \text{si } x > x_c \end{cases} \quad (\text{A.42})$$

$$S = \begin{cases} s, & \text{en la región de interés} \\ 0, & \text{en cualquier otro lado} \end{cases} \quad (\text{A.43})$$

Formulación variacional

Ecuación de energía:

El término difusivo de la ecuación de transporte de energía térmica, se puede escribir de la siguiente manera,

$$\alpha 2H \nabla^2 T_b = \nabla \cdot (\alpha (2H) \nabla T_b) \quad (\text{A.44})$$

La formulación variacional queda como:

$$\begin{aligned} \int_{\Omega} (2H) \frac{\partial T_b}{\partial t} \cdot v d\Omega + \int_{\Omega} \gamma_1 (q \cdot \nabla) T_b \cdot v d\Omega - \int_{\Omega} \nabla \cdot (\alpha (2H) \nabla T_b) \cdot v d\Omega = \\ \int_{\Omega} \frac{2HS}{\rho C_p} \cdot v d\Omega - \int_{\Omega} \gamma_2 \frac{2h}{\rho C_p} (T_b - T_{\infty}) \cdot v d\Omega. \end{aligned} \quad (\text{A.45})$$

Ecuación de momento:

La formulación variacional de la ecuación de momento se puede escribir como:

$$\begin{aligned}
& \int_{\Omega} \rho \frac{\partial q}{\partial t} \cdot v d\Omega + \int_{\Omega} \rho \alpha_1 (q \cdot \nabla) q \cdot v d\Omega = \\
& - \int_{\Omega} 2H \nabla p \cdot v d\Omega + \int_{\Omega} \mu \nabla^2 q \cdot v d\Omega - \int_{\Omega} \mu \alpha_2 q \cdot v d\Omega + \int_{\Omega} 2H \rho g \cdot v d\Omega
\end{aligned} \tag{A.46}$$

donde el primer término del segundo miembro de la ecuación A.46, puede integrarse por partes así:

$$\begin{aligned}
\int_{\Omega} p(2H) \cdot v d\Omega &= \int_{\Omega} \nabla \cdot ((2H)p) \cdot v d\Omega - \int_{\Omega} p \nabla(2H) \cdot v d\Omega \\
&= - \int_{\Omega} (2H)p \nabla \cdot v d\Omega - \int_{\Gamma} 2p \Delta H \cdot v d\Gamma
\end{aligned} \tag{A.47}$$

reemplazando en la formulación variacional se obtiene:

$$\begin{aligned}
& \int_{\Omega} \rho \frac{\partial q}{\partial t} \cdot v d\Omega + \int_{\Omega} \rho \alpha_1 (q \cdot \nabla) q \cdot v d\Omega + \int_{\Omega} \mu \nabla q \cdot \nabla v d\Omega = \\
& \int_{\Omega} (2H)p \nabla \cdot v d\Omega - \int_{\Omega} \mu \alpha_2 q \cdot v d\Omega + \int_{\Omega} 2H \rho g \cdot v d\Omega - \int_{\Gamma} 2p \Delta H \cdot v d\Gamma
\end{aligned} \tag{A.48}$$

Nótese que aparece de forma natural un nuevo término, que se resta únicamente en la interfase de la contracción Γ , como consecuencia de la discontinuidad de H . Este término es agregado en el código para garantizar la continuidad de los campos q y p . Si H no presenta discontinuidad, este término se hace nulo.

A continuación se muestran resultados preliminares del modelo de homogenización 2D aplicado a dos casos de prueba cuya geometría no presenta contracción. Se realizaron estudios comparativos entre simulaciones con el modelo 3D y con el presente modelo 2D.

A.3. Casos de prueba del modelo numérico

A.3.1. Convección forzada en el interior de una aleta y convección natural externa, sin cambio de profundidad

La Figura A.2, muestra la geometría estudiada para este caso. A la izquierda de la figura, se muestra la geometría tridimensional estudiada y a la derecha de la misma, la equivalente para el caso homogeneizado.

Como condiciones de borde, se impuso en ambos modelos, condiciones de borde de perfil desarrollado de velocidad y temperatura a la entrada de la cavidad. En las paredes se impuso condición de no deslizamiento para la velocidad.

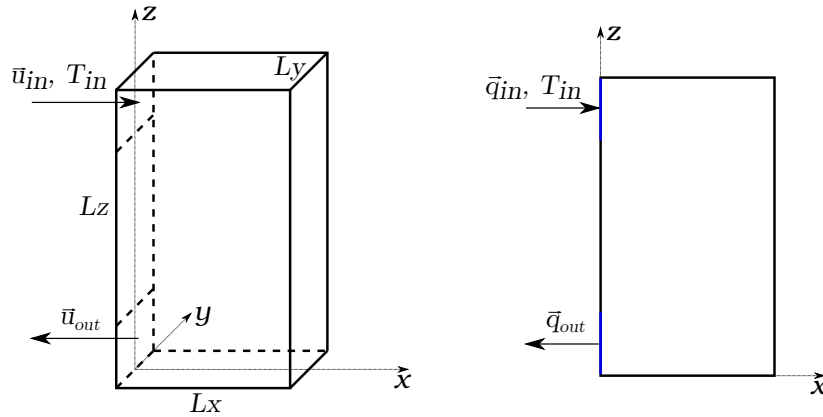


Figura A.2: Geometría de los casos 3D y 2D respectivamente y sistemas de coordenadas.

La Figura A.3 muestra de izquierda los campos de temperatura y magnitud, componente en x y componente en z de la velocidad, obtenidos con los dos modelos. Cabe aclarar que para efectos de una justa comparación entre ambos modelos, los resultados con el modelo 3D fueron integrados sobre la tercera coordenada. Adicionalmente se realizó un estudio de convergencia en malla, para determinar la influencia de la discretización espacial en los resultados.

Se puede observar un buen acuerdo cualitativo entre los resultados de ambos modelos con ligeras diferencias. Para hacer una comparación cuantitativa se realizó una nueva comparación entre perfiles de temperatura, velocidad y presión a lo largo de distintos ejes de la geometría. Estos resultados se encuentran registrados en la Figura A.5. Otra comparación que se realizó, fue la de validar los perfiles de temperatura y velocidad que se emplearon para la homogenización. Para ello, en la Figura A.6, se compararon perfiles transversales de temperatura y velocidad en el modelo 3D, con los correspondientes en el modelo 2d (A.20 y A.34).

Se puede observar que los perfiles de velocidad presentan un gran acuerdo, que mejora a medida que se refina la malla del modelo 3D. Las mayores diferencias se encuentran entre los perfiles de temperatura transversales. Esto explica las diferencias existentes entre ambos modelos especialmente en el campo de temperaturas. Esto puede ajustarse en el modelo 2D, por ejemplo, usando otro perfil de temperaturas dependiente de la coordenada de profundidad para la integración de las ecuaciones gobernantes.

A.3.2. Cavity de convección natural interna, con región de enfriamiento por convección natural externa de aire, sin cambio de profundidad

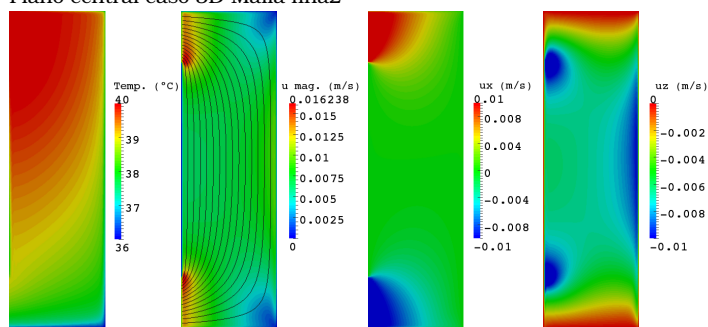
La Figura A.4 muestra la geometría estudiada para este caso. A la izquierda de la figura, se muestra la geometría tridimensional estudiada y a la derecha de la misma, la equivalente para el caso homogeneizado, además del sistema de referencia.

Este caso es un caso similar al de la SR (capítulo 4). Por el momento, el problema de la contracción en la geometría sigue siendo un desafío para la homogenización principalmente de la ecuación de transporte de energía. Sin embargo, como caso de prueba para validar el modelo 2D, un primer paso es estudiar el caso sin cambio abrupto de profundidad. En este caso en particular, se utilizaron los parámetros materiales de interés en el caso de la SR del transformador. Se definió un región de calentamiento en la cual se impuso una fuente volumétrica de calor uniforme. También se definió una región de refrigeración en donde las paredes trasera y frontal para esta región ($x > x_c$) tiene condición de borde de convección.

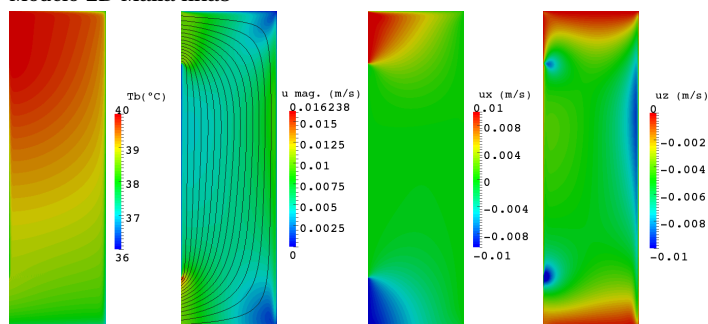
Los resultados de los campos de temperatura y velocidades integrados y los obtenidos con el modelo 2D se muestran en la Figura A.7. También se realizó una comparación cuantitativa de perfiles de velocidad y temperatura a lo largo del eje medio vertical de la región de enfriamiento ($y = 0,2m$) como se muestra en la Figura A.8.

De nuevo, se observa una mejor concordancia entre los perfiles de velocidades resultantes de ambos modelos. Existen mayores diferencias entre los perfiles de temperatura. De nuevo, el modelo 2D puede ajustarse eligiendo un perfil de temperatura dependiente de y más adecuado, en el proceso de integración de la ecuación de energía.

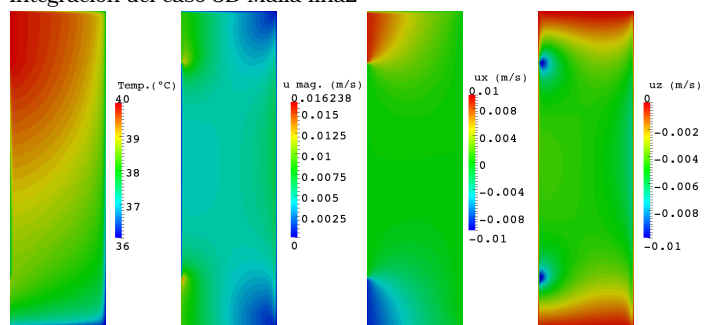
Plano central caso 3D Malla fina2



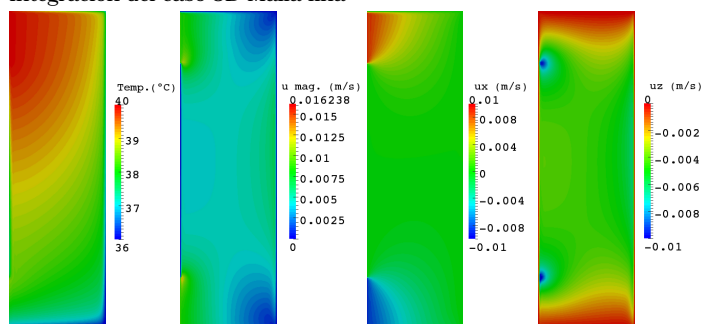
Modelo 2D Malla fina3



Integración del caso 3D Malla fina2



Integración del caso 3D Malla fina



Integración del caso 3D Malla gruesa

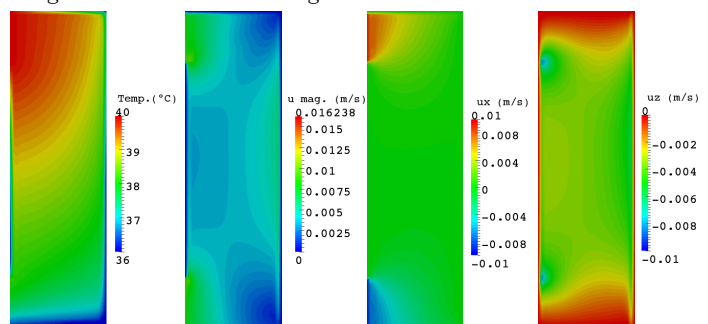


Figura A.3: Comparación de campos de temperatura y velocidades obtenidos con los dos modelos 2D y 3D.

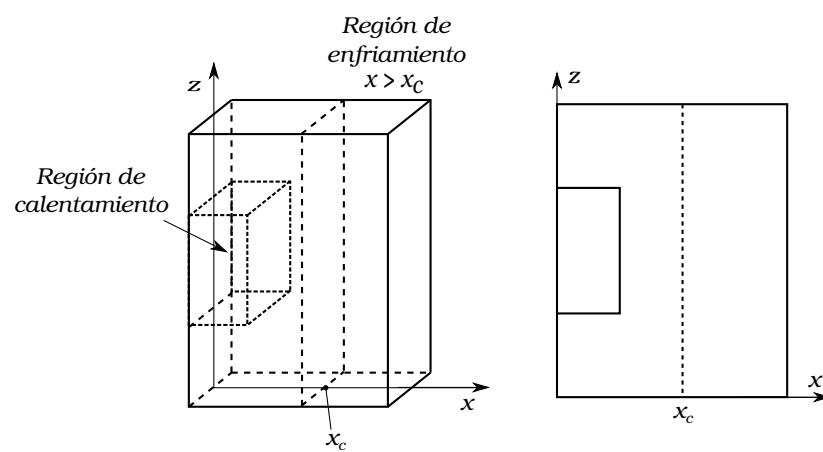


Figura A.4: Descripción geométrica del caso.

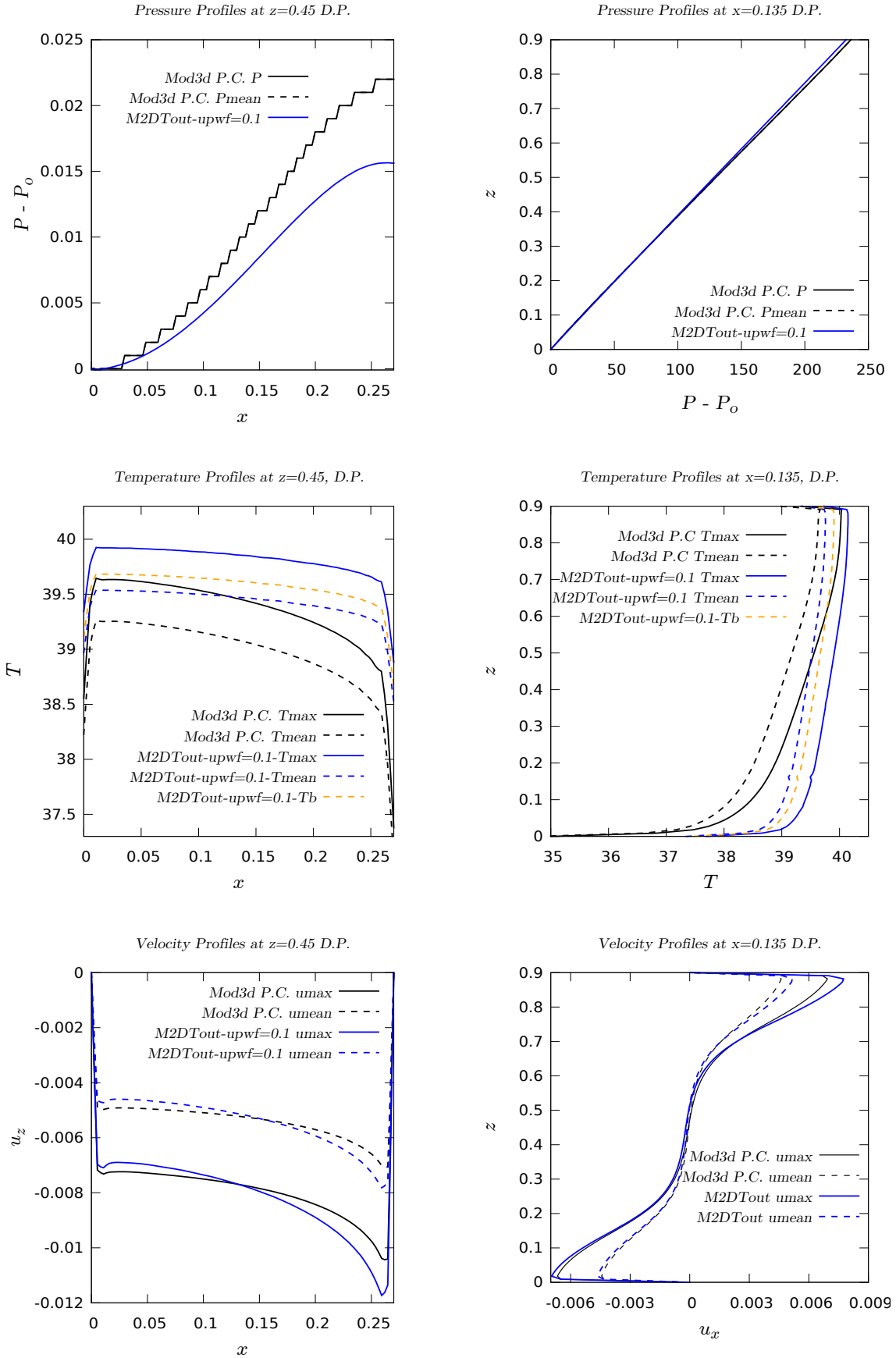


Figura A.5: Perfiles horizontales y verticales. Comparación entre los modelos 3D y 2D.

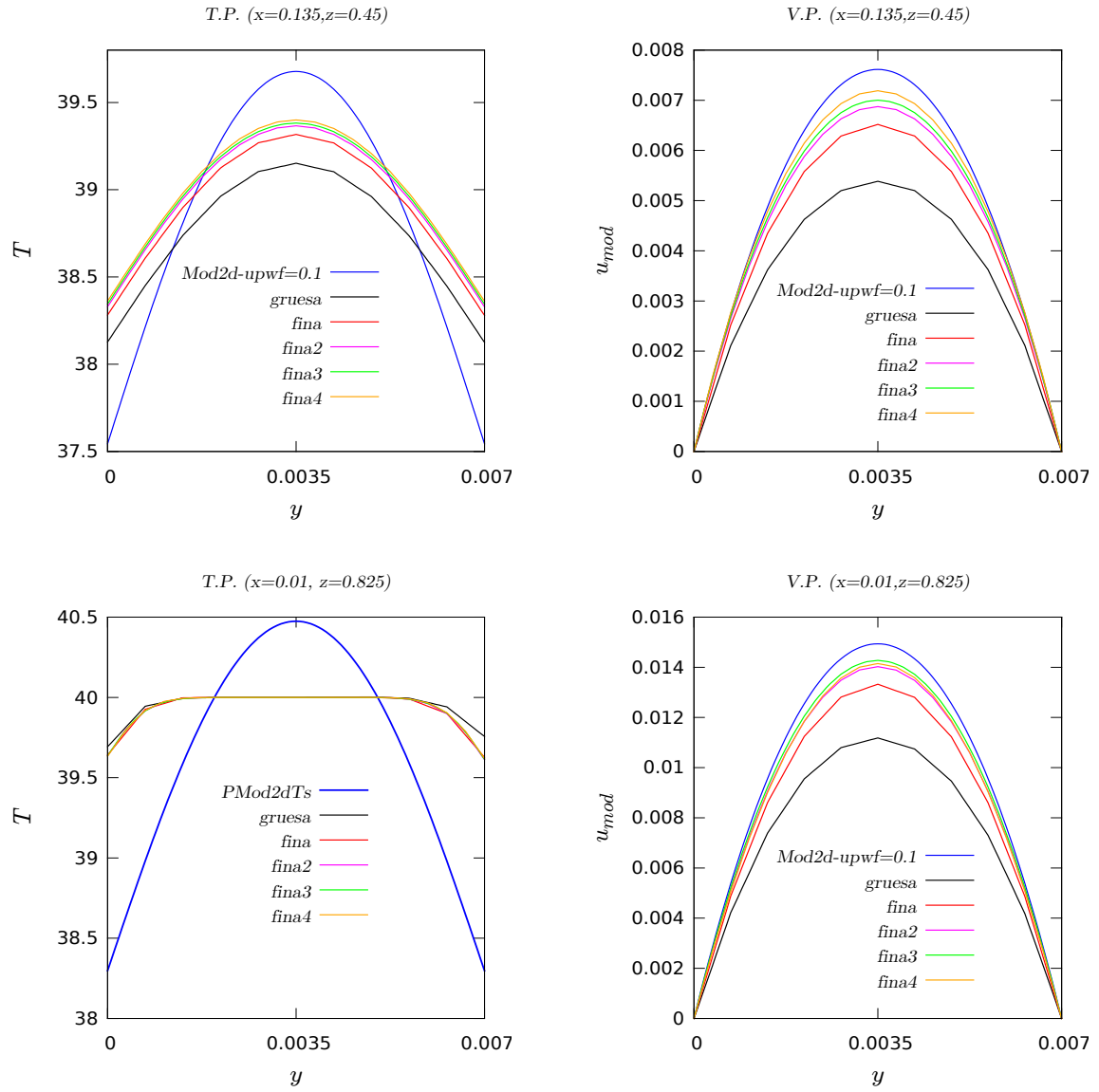
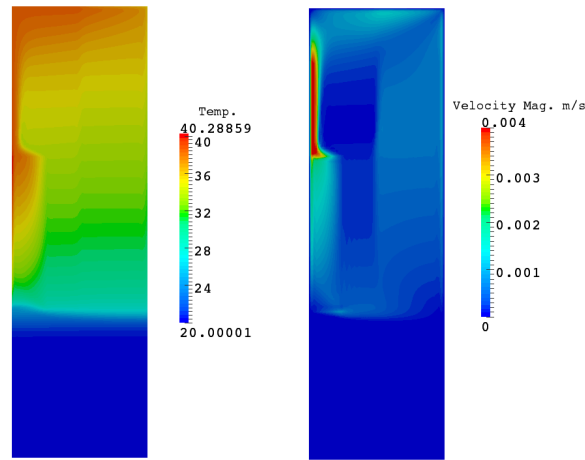


Figura A.6: Perfiles transversales horizontales. Comparación de los perfiles usados como hipótesis en el proceso de homogenización y los del modelo 3D.

Integracion del caso 3D Malla fina2



Modelo 2D Malla fina3

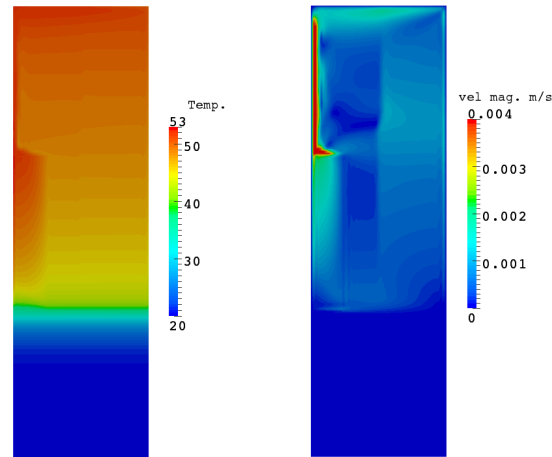


Figura A.7: Comparación de campos de temperatura y velocidades entre el Modelo 3D y 2D. (arriba) Campos de temperatura y velocidades integrados en la tercera coordenada. (Abajo) Campos de temperatura media y velocidad media obtenidos con el modelo de homogenización 2D

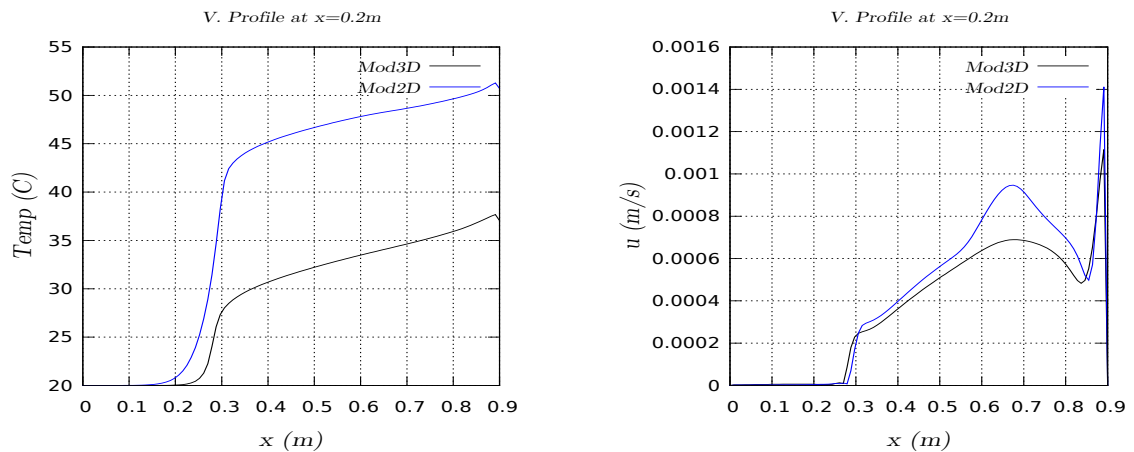


Figura A.8: Comparación de perfiles verticales a $x=0.2m$ de temperatura y velocidad en los modelos 3D y de homogenización 2D.

Apéndice B

Sistema de adquisición de datos y procesamiento de imágenes

B.1. Resumen

En este apéndice se muestra el programa utilizado para la obtención de datos de temperatura durante las mediciones realizadas en el experimento de la sección representativa. Adicionalmente se muestra el proceso de procesamiento de imágenes seguido para obtener los campos de velocidades que se comparan con las simulaciones en los capítulos 3 y 5.

B.2. Adquisición de datos

El sistema de adquisición de datos utilizado en este trabajo se construyó para realizar las mediciones de temperatura en puntos estratégicos del interior de la cavidad del dispositivo experimental. El sistema está conformado por una PC estándar, que recibe, visualiza y registra los datos que provienen de la interface marca National Instruments NI 9174 como la que se muestra en la Figura [B.1](#). Esta tarjeta multipropósito consta de un bus de datos general al cual se pueden acoplar diferentes módulos, según la necesidad. En nuestro caso se utilizó un modulo NI 9219, que cuenta con entradas analógicas específicamente para mediciones de temperatura realizadas con diferentes tipos de termocuplas. Las termocuplas seleccionadas en este experimento son de tipo k, cuyo rango de medición se encuentra entre -200 a 1372 °C y una sensibilidad de 41 $\mu\text{V}/^\circ\text{C}$.

El entorno de programación utilizado para la comunicación entre la PC y la tarjeta de adquisición fue LabView. El panel de control del programa de adquisición de datos se muestra en la Figura [B.2](#) y el programa en la Figura [B.3](#). Con este programa se puede registrar y visualizar los datos de temperatura provenientes de las distintas

termocuplas utilizadas en función del tiempo. Adicionalmente, el programa tiene la opción de guardar los datos obtenidos de manera organizada en un archivo de texto para su posterior procesamiento.



Figura B.1: Tarjeta de adquisición de datos NI 9174.

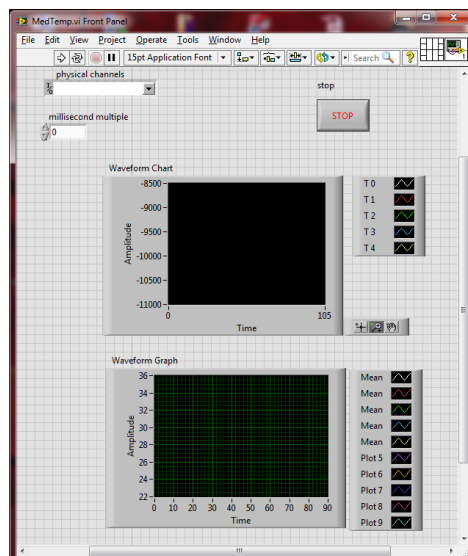


Figura B.2: Panel de control del programa de adquisición de datos.

B.3. Procesamiento de imágenes PIV

Se utilizó el programa de código abierto ImageJ para realizar tareas de visualización y procesamiento de imágenes. En la Figura B.4 se puede ver el panel frontal de este programa. Una vez obtenidas las imágenes de los planos de medición, se realizaron tareas de preprocesamiento, estas incluyen: elección de la región de interés de acuerdo al sistema de referencia, separación y selección del plano de color más conveniente. Una vez realizadas estas tareas mediante las herramientas que proporciona el programa ImageJ, se procedió a realizar el proceso de análisis PIV.

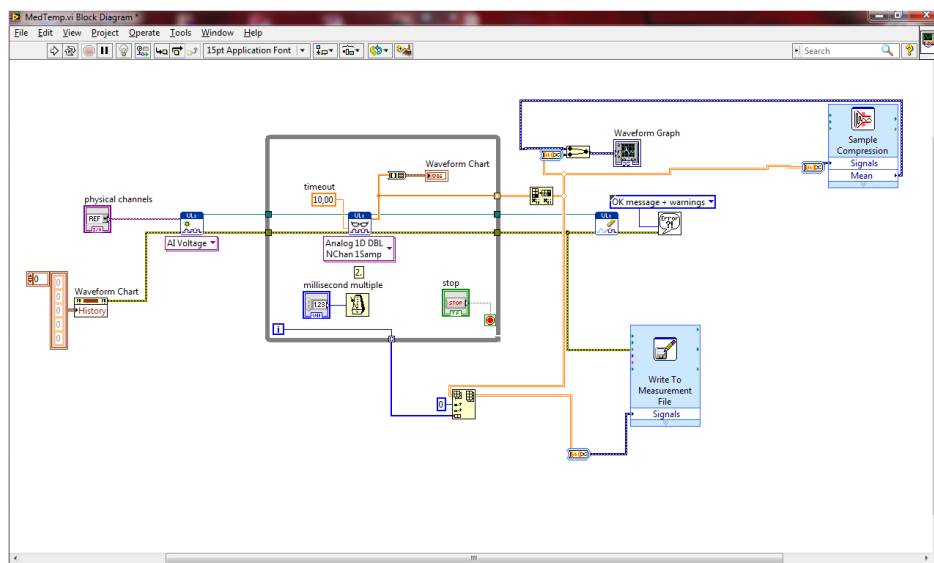


Figura B.3: Programa de adquisición de datos realizado en LabView.

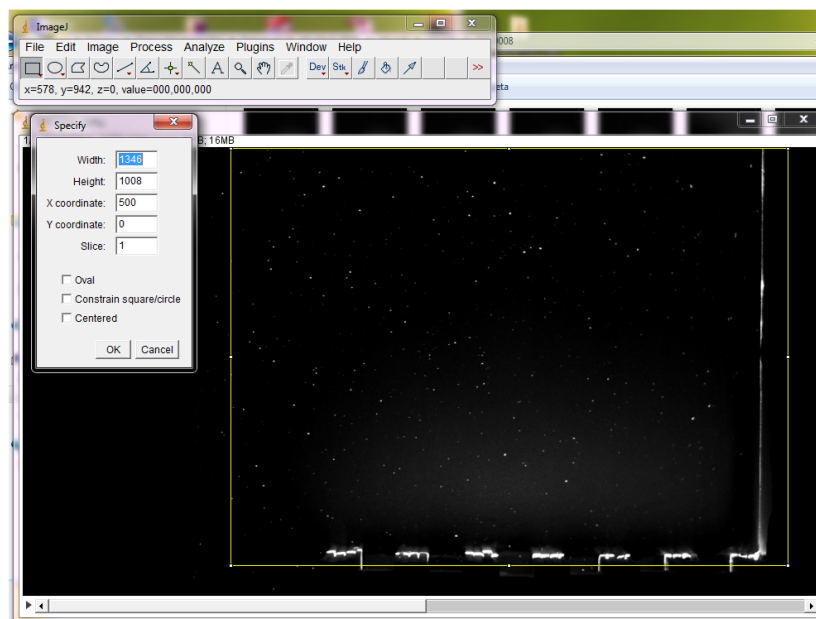


Figura B.4: Programa de procesamiento de imágenes de código abierto ImageJ.

Este procesamiento PIV, se realiza mediante un plugin de ImageJ, dedicado a realizar la correlación cruzada de imágenes de partículas. La Figura B.5 muestra las opciones que brinda esta herramienta para definir tamaños de ventanas de interrogación y de búsqueda de la imagen. Estas ventanas se definieron teniendo en cuenta el máximo desplazamiento de las partículas. La Figura B.6 muestra un campo típico de desplazamientos obtenido mediante esta herramienta, una vez definidos los tamaños de las ventanas de interrogación y de búsqueda. Estos datos, además de ser visualizados, se pueden exportar a un archivo de texto, el cual es utilizado para extraer la información más relevante.

La correlación cruzada realizada con esta herramienta, compara dos imágenes de

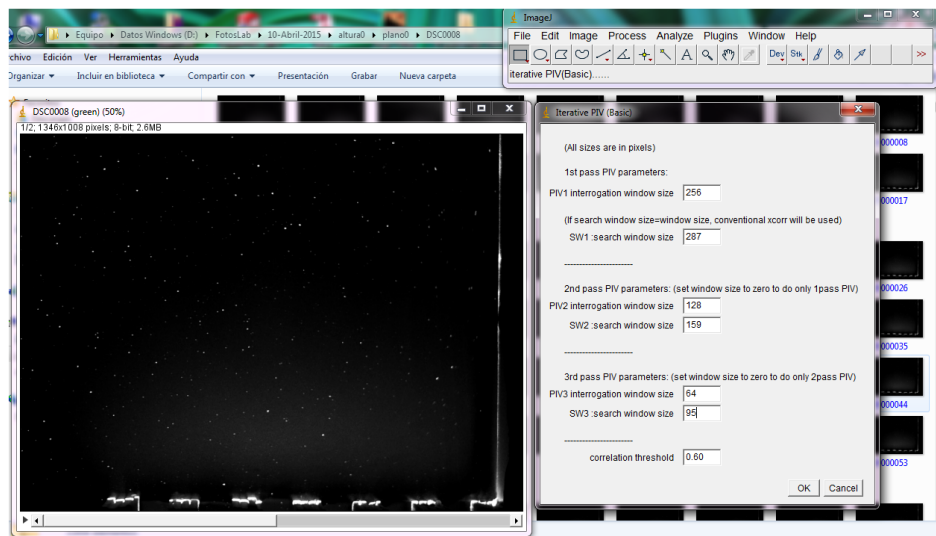


Figura B.5: Opciones del plugin de PIV para realizar correlación cruzada de imágenes de partículas.

partículas que pueden ser consecutivas o separadas un intervalo de tiempo conocido. En este caso como las imágenes provienen de videos tomados cada cierto tiempo durante la medición, los videos son convertidos a una serie de imágenes consecutivas cuya separación temporal entre ellas es conocida.

Debido a que el volumen de datos obtenidos es significativo, se programó una rutina que automatiza el procesamiento PIV para cada grupo de imágenes y sus correspondientes planos de medición (ver sección 5.4 del capítulo 5).

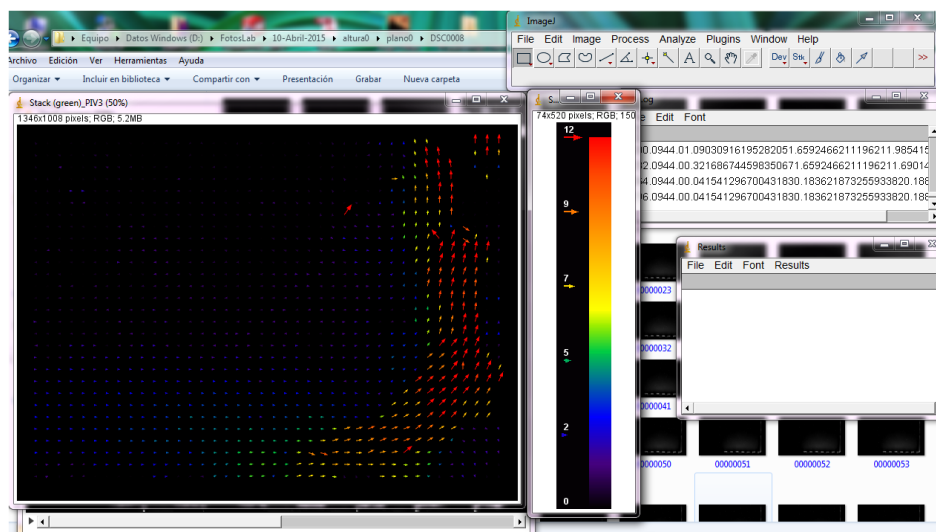


Figura B.6: Campo de desplazamientos típicos que se obtienen de dos imágenes consecutivas, luego de realizar la correlación cruzada con la herramienta de PIV de ImageJ.

El proceso final consistió en dar el formato adecuado a los datos obtenidos para su visualización con la herramienta Paraview, misma que se utiliza para visualizar campos obtenidos de las simulaciones numéricas.

Para obtener los campos de velocidades medidos, primero se obtuvieron campos de velocidades para las distintas ventanas de medición. Una vez definida la ubicación de la ventana en el sistema de referencia, se realizó un proceso de interpolación para integrar los distintos campos en uno solo que contiene todas las regiones de medición.

Bibliografía

- [1] Raffel, M., Willert, C., Wereley, S., Kompenhans, J. Particle Image Velocimetry: A practical guide. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2007. [xi](#), [xi](#), [xi](#), [19](#), [20](#), [21](#), [33](#)
- [2] Gastelurrutia, J., Ramos, J. C., Larraona, G. S. Numerical modelling of natural convection of oil inside distribution transformers. *Applied Thermal Engineering*, **31** (4), 493–505, 2011. [xii](#), [xviii](#), [xxii](#), [2](#), [3](#), [5](#), [24](#), [45](#), [46](#), [54](#), [55](#)
- [3] Laboratorio de Alta Tension-F.C.E.F y Nat. - UNC. Informe de ensayo No. 7076-08. [xviii](#), [xxii](#), [54](#), [55](#), [75](#)
- [4] Transformadores de potencia, ensayos de calentamiento. IRAM2018. [2](#)
- [5] Loading Guide for Oil-Immersed Power Transformers. IEC 354-1991, IEC 72-2 Power Transformers; Part 2: Temperature Rise. [2](#)
- [6] Torriano, F., Picher, P., Chaaban, M. Numerical investigation of 3d flow and thermal effects in a disc-type transformer winding. *Applied Thermal Engineering*, **40** (0), 121 – 131, 2012. [2](#), [3](#)
- [7] Gastelurrutia, J., Ramos, J. C., Rivas, A., Larraona, G. S., Izagirre, J., del Río, L. Zonal thermal model of distribution transformer cooling. *Applied Thermal Engineering*, **31** (17  18), 4024 – 4035, 2011. [2](#)
- [8] El Wakil, N., Chereches, N., Padet, J. Numerical study of heat transfer and fluid flow in a power transformer. *International Journal of Thermal Sciences*, **45** (6), 615 – 626, 2006. [3](#)
- [9] Tsili, M. A., Amoiralis, E. I., Kladas, A. G., Souflaris, A. T. Power transformer thermal analysis by using an advanced coupled 3d heat transfer and fluid flow fem model. *International Journal of Thermal Sciences*, **53** (0), 188 – 201, 2012. [3](#)
- [10] Taghikhani, M., A., G. Prediction of hottest spot temperature in power transformer windings with non-directed and directed oil-forced cooling. *International Journal of Electrical Power & Energy Systems*, **31** (7-8), 356 – 364, 2009. [3](#)

- [11] Wang, M., Vandermaar, A. J., Srivastava, K. Review of condition assessment of power transformers in service. *IEEE Electrical Insulation Magazine*, **18**, 2002. [3](#)
- [12] Koufakis, E., Karagiannopoulos, C., Bourkas, P. Thermal coefficient measurements of the insulation in distribution transformers of a 20kv network. *Measurement*, **41** (1), 10 – 19, 2008. [3](#)
- [13] Hajidavalloo, E., Mohamadianfard, M. Effect of sun radiation on the thermal behavior of distribution transformer. *Applied Thermal Engineering*, **30** (10), 1133 – 1139, 2010. [3](#)
- [14] Daponte, P., Grimaldi, D., Villaci, D. A neural diagnostic system for monitoring of transformer heating. *Measurement*, **18**, 35–46, 1996. [3](#)
- [15] Sitar, R., Janic, Z., Stih, Z. Improvement of thermal performance of generator step-up. *Applied Thermal Engineering*, **78**, 2015. [3](#)
- [16] De Vahl Davis, G. Natural convection of air in a square cavity: A bench mark numerical solution. *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, **3**, 249–264, 1983. [3](#), [8](#), [24](#)
- [17] Hyun, J. M., Lee, J. W. Numerical solutions for transient natural convection in a square cavity with different sidewall temperatures. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, **10** (2), 146–151, 1989. [3](#), [24](#)
- [18] Arpino, F., Massarotti, N., Mauro, A. High rayleigh number laminar-free convection in cavities: New benchmark solutions. *Numerical Heat Transfer, Part B: Fundamentals*, **58** (2), 73–97, 2010. [3](#), [8](#), [24](#)
- [19] Buchberg, H., Catton, I., Edwards, D. K. Natural convection in enclosed spaces—a review of application to solar energy collection. *Journal of Heat Transfer*, **98** (2), 182–188, 1976. [3](#), [24](#)
- [20] Niemela, J., Skrbek, L., Sreenivasan, K., Donnelly, R. Turbulent convection at very high rayleigh numbers. *Nature*, **404**, 837–840, 2000. [4](#), [8](#), [11](#)
- [21] Chenoweth, D. R., Paolucci, S. Natural convection in a enclosed vertical air layer with large horizontal temperature differences. *Journal of Fluid Mechanics*, **169**, 173–210, 1986. [4](#), [11](#), [24](#), [26](#), [44](#), [74](#)
- [22] Paolucci, S., Chenoweth, D. R. Transition to chaos in a differentially heated vertical cavity. *Journal of Fluid Mechanics*, **201**, 379–410, 1989. [4](#), [11](#), [24](#), [26](#), [44](#), [74](#)

-
- [23] Mallinson, G. D., Davis, G. D. V. Three-dimensional natural convection in a box: a numerical study. *Journal of Fluid Mechanics*, **83** (01), 1–31, 1977. [4](#), [25](#)
- [24] Wakashima, S., Saitoh, T. S. Benchmark solutions for natural convection in a cubic cavity using the high-order time-space method. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, **47** (4), 853 – 864, 2004. [25](#)
- [25] Peng, Y., Shu, C., Chew, Y. T. A 3d incompressible thermal lattice boltzmann model and its application to simulate natural convection in a cubic cavity. *J. Comput. Phys.*, **193** (1), 260–274, 2004. [25](#)
- [26] Bennett, B. A. V., Hsueh, J. Natural convection in a cubic cavity: Implicit numerical solution of two benchmark problems. *Numerical Heat Transfer, Part A: Applications*, **50** (2), 99–123, 2006. [4](#), [25](#)
- [27] Arpaci, V. S. Microscales of turbulence and heat transfer correlations. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, **29**, 1071–1078, 1986. [4](#), [14](#), [15](#)
- [28] Arpaci, V. S., Kao, S.-H. Foundations of buoyancy driven heat transfer correlations. *Journal of Heat Transfer*, **123**, 1181–1184, 2001. [4](#), [15](#)
- [29] Ince, N., Launder, B. On the computation of buoyancy-driven turbulent flows in rectangular enclosures. *Int. J. Heat and Fluid Flow*, **10**, 110–117, 1989. [4](#), [12](#), [14](#)
- [30] Liu, F., Xen, J. Development and validation of an advanced turbulence model for buoyancy driven flows in enclosures. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, **42**, 3967–3981, 1999. [4](#), [14](#)
- [31] Hiller, W., Koch, S., Kowalewski, T. Three-dimensional structures in laminar natural convection in a cubic enclosure. *Experimental Thermal and Fluid Science*, **2** (1), 34–44, 1989. [4](#), [8](#), [25](#)
- [32] Tian, Y., Karayiannis, T. Low turbulence natural convection in an air filled square cavity. *Int. J. Heat and Mass Transfer*, **43**, 2000.
- [33] Ampofo, F., Karayiannis, T. Experimental benchmark data for turbulent natural convection in an air filled square cavity. *Int. J. Heat and Mass Transfer*, **46**, 2003.
- [34] Leong, W., Hollands, K., Brunker, A. Experimental nusselt numbers for a cubical-cavity benchmark problem in natural convection. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, **42** (11), 1979–1989, 1998. [25](#)
- [35] Wu, W., Ewing, D., Ching, C. The effect of the top and bottom wall temperatures on the laminar natural convection in an air-filled square cavity. *Int. J. Heat and Mass Transfer*, **49**, 2006. [4](#)

- [36] Buscaglia, G., Dari, E., Martin, E., Arnica, D., Bonetto, F. Finite element modeling of liquid deuterium flow and heat transfer in a cold-neutron source. *Int. J. of Computational Fluid Dynamics*, **18**, 2004. [4](#)
- [37] Buscaglia, G., Dari, E., Arnica, D., Larreteguy, A., Mazufri, C. Computational fluid dynamics throughout the design process in nuclear applications. *Applications of Computational Mechanics in Structures and Fluids*, 2005. [4](#)
- [38] Cordoba, P. A., Silin, N., Dari, E. A. Natural convection in a cubical cavity filled with a fluid showing temperature-dependent viscosity. *International Journal of Thermal Science*, **98**, 255–265, 2015. [5](#), [51](#)
- [39] Nakayama, A., Kuwahara, F., Liu, W. An integrated 2-d navierâstokes equation and its application to 3-d internal flows. *International Journal of Computational Fluid Dynamics*, **20** (2), 99–104, 2006. [6](#), [18](#), [77](#), [79](#)
- [40] Omranian, S., Axcell, B., Iacovides, H., University of Manchester. School of Mechanical, A., Engineering, C. Computation of Turbulent, Buoyancy-driven Flows in Cavities. University of Manchester, 2007. [8](#), [13](#), [14](#)
- [41] Dalcin, L., Nigro, N., Storti, M., Ferreiro, A. Simulacion numerica de transferencia de calor en transformadores de potencia. *Mecanica Computacional*, **XXII**, 1612 – 1624, 2003. [9](#), [10](#), [15](#), [17](#), [46](#)
- [42] Pope, S. B. Turbulent Flows. Cambridge University Press, 2000. [11](#)
- [43] Arpaci, V., Selamet, A., Shu-Hsin, K. Introduction Heat Transfer. Prentice Hall, 1999. [11](#), [30](#)
- [44] Jones, W., Launder, B. The prediction of laminarization with a two-equation model of turbulence. *Int. J. Heat Mass Transfer*, **15**, 301–314, 1972. [12](#)
- [45] Daly, B., Harlow, F. Transport Equations in Turbulence. *Phys. Fluids*, **13**, 1970. [13](#)
- [46] Tezduyar, T., Mittal, S., Ray, S., Shih, S. Incompressible flow computations with stabilized bilinear and linear equal order interpolation velocity-pressure elements. *Comp. Methods in Applied Mech. and Eng.*, **95**, 221–242, 1992. [15](#), [29](#)
- [47] Codina, R. A Finite Element Model for Incompressible Flow Problems. Tesis Doctoral, 1992. [17](#)
- [48] Lew, A. El metodo de elementos finitos en entornos de alta performance. Proyecto Fin de Carrera, 1998. [17](#)

-
- [49] Martino, R., Paterson, A., Piva, M. Velocity field measurements in a rectangular conduit with particle image velocimetry. *Am. J. Phys*, **75**, 2007. [21](#)
- [50] Le Quere, P. Accurate solutions to the square thermally driven cavity at high rayleigh number. *Computers and Fluids*, **20** (1), 29–41, 1991. [25](#)
- [51] Leong, W., Hollands, K., Brunger, A. On a physically-realizable benchmark problem in internal natural convection. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, **41** (23), 3817–3828, 1998. [25](#)
- [52] Mamun, M., Leong, W., Hollands, K., Johnson, D. Cubical-cavity natural-convection benchmark experiments: an extension. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, **46** (19), 3655 – 3660, 2003. [25](#)
- [53] Fusegi, T., Hyun, J., Kuwahara, K., Farouk, B. A numerical study of three-dimensional natural convection in a differentially heated cubical enclosure. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, **34** (6), 1543–1557, 1991. [25](#)
- [54] Tric, E., Labrosse, G., Betrouni, M. A first incursion into the 3d structure of natural convection of air in a differentially heated cubic cavity, from accurate numerical solutions. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, **43** (21), 4043–4056, 2000. [25](#)
- [55] Pepper, D. W., Hollands, K. G. T. Summary of benchmark numerical studies for 3-d natural convection in an air-filled enclosure. *Numer. Heat Transfer A*, **42**, 1, 2002. [25](#)
- [56] Janssen, R., Henkes, R., Hoogendoorn, C. Transition to time-periodicity of a natural-convection flow in a 3d differentially heated cavity. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, **36** (11), 2927 – 2940, 1993. [25](#)
- [57] Yamasaki, T., Thomas F. Irvine, J. Laminar free convection in a vertical tube with temperature-dependent viscosity. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, **27** (9), 1613 – 1621, 1984. [25](#)
- [58] Hyun, J. M., Lee, J. W. Transient natural convection in a square cavity of a fluid with temperature-dependent viscosity. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, **9** (3), 278 – 285, 1988. [26](#), [37](#)
- [59] Emery, A., Lee, J. The effects of property variations on natural convection in a square enclosure. *Journal of Heat Transfer*, **121**, 57 – 62, 1999. [26](#)
- [60] Codina, R. Comparison of some finite element methods for solving the diffusion-convection-reaction equation. *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, **156** (1-4), 185 – 210, 1998. [29](#)

- [61] Perrier, C., Beroual, A., Bessede, J. Improvement of power transformers by using mixtures of mineral oil with synthetic esters. *Dielectrics and Electrical Insulation, IEEE Transactions on*, **13** (3), 556–564, 2006. [29](#)
- [62] Incropera, F., DeWitt, D. Fundamentals of Heat and Mass Transfer. John Wiley and Sons, 1996. [30](#), [42](#), [49](#), [50](#), [82](#)
- [63] Adrian, R. J. Particle-imaging techniques for experimental fluid mechanics. *Annual Review of Fluid Mechanics*, **23** (1), 261–304, 1991. [33](#)
- [64] Schroder, A., Willert, C. Particle Image Velocimetry: New developments and recent applications, tomo 112. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2008. [33](#)

Publicaciones asociadas

1. Cordoba, P. A., Dari, E. A., Modelo condensado para el estudio de flujos convectivos en una cavidad, **Mecánica Computacional**, XXXIV, 2009-2026, 2016.
2. Cordoba, P. A., Silin, N., Dari, E. A., Natural convection in a cubical cavity filled with a fluid showing temperature-dependent viscosity, **International Journal of Thermal Science**, 98, 2015.
3. Cordoba, P. A., Silin, N., Dari, E. A. Numerical Simulation of a cubical cavity filled with oil showing temperature-dependent viscosity. **Mecánica Computacional**, XXXIII, 3487-3501, 2014.
4. Cordoba, P. A., Dari, E. A. Identificación de Estructuras en Subcanales de Elementos Combustibles Mediante Análisis Numérico, **Mecánica Computacional**, XXIX, 3305-3313, 2010.

Agradecimientos

Primero quiero agradecer a Leo por su amor, apoyo, constante motivación y siempre firme fe en mi trabajo.

A Emanuel por su tiempo, amor y alegría renovadora.

A mi Mamá y Hermanos: Mélida, Adriana y Francisco, por su apoyo, comprensión y energía positiva que sobrepasa todas las distancias.

A mis amigos que se convirtieron en familia: Vale, Bichis (el mar de nervios), René, Tammy, Ale, Julia, Jor, Alfre, Lucía, Laura.

A las chicas Ale y Julia, por su motivación, palabras de aliento y terapias de grupo.

A mi Director y Codirector. A mis maestros Enzo y Nicolás por su gran aporte a mi formación académica y profesional. A Darío por su motivación y trabajo en equipo.

A Mariano por su apoyo y tiempo en momentos claves.

A los integrantes de Mecom por el buen ambiente, los mates, los cafés y buenos momentos.

A CNEA, Conicet, Mincyt por la financiación y el lugar de trabajo.

A la Argentina por abrirme las puertas y darme esta gran oportunidad de estudiar y conocer gente linda.

